PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 12 — 15. Juni 1936. Redaktionsschluß für Nr. 14 am 1. Juli 1936. — 37. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. Bomke, Über die Intensitätsdissymmetrie im longitudinalen Starkeffekt der Balmerserie. S. 417.

J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 427.

J. Stark und M. Schön, Abhängigkeit der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 431.

E. Justi und H. Nitka, Über die Umwandlungen des festen Schwefelwasserstoffs. S. 435.

E. Gehrcke, Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde. S. 439.

P. Debye, Bemerkung zu dem vorstehenden Artikel von E. Gehrcke: „Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde". S. 440.

Th. Haase, G. Klages und H. Klumb, Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken. S. 440.

G. Herzberg und H. Verleger, Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand. S. 444.

H. Nitka, Über die Zahl der L-Dispersionselektronen. S. 445.

H. Seemann, Bimetall-Hochvakuummanometer. S. 446.

A. Farkas, L. Farkas und P. Harteck, Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von Wasserstoff - Isotopengemischen bei 20,38° abs." von K. Steiner. S. 447.

Besprechungen:

K. Becker, Hartmetallwerkzeuge. S. 448.

E. Everling und H. Müller, Mechanik des Motor- und Segelflugs. S. 448.

Nachrichten. S. 448.

ABHANDLUNGEN.

Über die Intensitätsdissymmetrie im longitudinalen Starkeffekt der Balmerserie.

Von Hans Bomke.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Auf Anregung von Herrn Präsident Stark wurde von dem Verfasser im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt der Effekt der Dissymmetrie im longitudinalen elektrischen Felde an der Balmerserie des Wasserstoffs systematisch unter verschiedenen Versuchsbedingungen untersucht, insbesondere als Funktion des Gasdruckes, der Feldstärke und ähnlicher Parameter. Bei Kombination des elektrischen Feldes mit einem magnetischen Felde wurde dabei u. a. ein neuartiger Effekt aufgefunden, über den bereits kurz in einer vorläufigen Mitteilung berichtet worden ist (1). Im Nachstehenden sollen die ausführlichen diesbezüglichen Versuchsergebnisse sowie weitere bereits abgeschlossene Teilergebnisse der umfangreichen Gesamtuntersuchung über den elektrischen Dissymmetrieeffekt gegeben werden. Da noch weitere Untersuchungen in dieser Richtung geplant sind und da ferner im Zuge der erwähnten Arbeiten sich zahlreiche neue Probleme und Berührungspunkte mit anderen Erscheinungen eröffneten, deren Untersuchung zur Zeit noch im Gange ist, sollen zunächst nur die experimentellen Ergebnisse mitgeteilt werden, ohne daß bereits der Versuch einer Deutung der gefundenen Erscheinungen unternommen wird.

Der Effekt der Intensitätsdissymmetrie der elektrischen Aufspaltung der Wasserstofflinien ist im Jahre 1929 von J. Stark (2) aufgefunden worden. Bereits anläßlich dieser ersten Untersuchungen war es Stark gelungen, wichtige allgemeine Gesetzmäßigkeiten des neuen Dissymmetrieeffektes aufzufinden und zu formulieren. Es erwies sich nämlich, daß das Verhältnis der Intensität der nach Violett verschobenen Komponenten der Balmerlinien zu der Intensität der entsprechenden nach Rot verschobenen Komponenten gleicher Komponentennummer größer als eins ist im Falle des gleichlaufenden elektrischen Feldes (positive elektrische Feldrichtung und Emissionsrichtung des Lichtes übereinstimmend), während im Falle des gegenlaufenden elektrischen Feldes (positive elektrische Feldrichtung und Emissionsrichtung des Lichtes entgegensetzt) das Intensitätsverhältnis der nach Violett verschobenen Komponenten zu den entsprechenden nach Rot verschobenen kleiner als eins wird. Von H. Mark und R. Wierl (3) wurde kurz darauf mit dem speziellen Ziel einer experimentellen Nachprüfung der 1926 von E. Schrödinger (4) auf Grund der wellenmechanischen Theorie berechneten Intensitätsverteilung der

Starkeffektkomponenten des Wasserstoffs eine Untersuchung des Intensitätsverhältnisses der verschiedenen Komponenten von H_α im Längseffekt durchgeführt. Es werden in dieser Arbeit zwar nur die Meßergebnisse für eine Feldrichtung, nämlich den Fall des nach der im folgenden benutzten Bezeichnungsweise gleichlaufenden Feldes, mitgeteilt, doch ersieht man aus diesen Befunden ebenfalls deutlich das Vorhandensein der von Stark beschriebenen Intensitätsdissymmetrie. Von J. Stark (5) erfolgte sodann im Jahre 1930 eine sehr eingehende Untersuchung der in Rede stehenden Erscheinungen, wobei die ersten Balmerlinien, H_α bis H_γ, sowohl im Hinblick auf die Verteilung der Intensität auf die verschiedenen Komponenten innerhalb einer jeden Balmerlinie als auch im besonderen Hinblick auf die bereits erwähnte Umkehr der Intensitätsdissymmetrie entsprechender Komponenten bei Umkehr der elektrischen Feldrichtung untersucht wurden. Es wurden jetzt die Beobachtungen der Dissymmetrie der Lichtemission im elektrischen Längsfeld an sämtlichen untersuchten Linien der Balmerserie wiederholt und durch Feststellung einer Abhängigkeit des Dissymmetriegrades von der Nummer der Aufspaltungskomponente erweitert. Aus dem umfangreichen neuen Beobachtungsmaterial ergab sich ferner, daß gegenüber der theoretisch berechneten Intensitätsverteilung Abweichungen in der Weise bestehen, daß, abgesehen von dem erwähnten feldrichtungsabhängigen Dissymmetrieeffekt, auch die Verteilung der Intensitäten auf die verschiedenen Aufspaltungskomponenten in vielen Fällen den theoretischen Erwartungen widerspricht. Eine 1934 von R. Frerichs und dem Verfasser (6, 7) an der Linie λ 1025 Å der Lymanserie des Wasserstoffs durchgeführte Untersuchung des longitudinalen Starkeffektes ergab das Vorhandensein eines mit der Feldrichtung umkehrbaren Dissymmetrieeffektes auch für die ultraviolette Wasserstoffserie.

Nachdem so in großen Zügen Wesen und Erscheinungsform des elektrischen Dissymmetrieeffektes bereits festgestellt worden war, ergab sich in weiterer Verfolgung der Erscheinung die Aufgabe, nähere Einzelheiten der Intensitätsdissymmetrie festzustellen und insbesondere auch durch systematische diesbezügliche Versuche einen etwaigen Einfluß der Versuchsbedingungen auf den Effekt aufzudecken bzw. auszuschließen. Diese Untersuchung, die an den Balmerlinien des Wasserstoffs ausgeführt wurde, wurde von dem Verfasser im Frühjahr 1935 begonnen. Da aus den bereits eingangs erwähnten Gründen die Untersuchung sich umfangreicher gestaltete, als ursprünglich angenommen war, seien zunächst nur die bisher erzielten experimentellen Ergebnisse angegeben. Eine endgültig abschließende Klärung aller in diesem Zusammenhang in Angriff genommenen Fragen, die weitere, zum Teil nach anderen Richtungen sich erstreckende Untersuchungen erfordert, soll später, nach Beendigung dieser Arbeiten, erfolgen.

Die zur Untersuchung der Intensitätsdissymmetrie benutzte Anordnung war im wesentlichen die bekannte Starksche Kanalstrahlmethode zur Beobachtung des Längseffektes. Als Entladungsrohr diente ein 80 cm langes Quarzrohr von 40 mm Innendurchmesser und 3 mm Wandstärke, von derselben Art, wie es bereits mehrfach anläßlich ähnlicher Arbeiten des Laboratoriums benutzt und beschrieben worden ist (7, 8). Die aus Aluminium bestehende Kathode war in der üblichen Weise wassergekühlt. Gegenüber den früheren Ausführungsformen war jetzt zum Zwecke einer möglichst starken Belastbarkeit auch der der Anode zugekehrte Teil des Entladungsrohres mit einer äußeren Wasserkühlung versehen worden. Ebenso war der Metallstab, an dem die aus Molybdänblech bestehende Anode befestigt war, auf der Außenseite des Entladungsrohres von Kühlwasser umgeben. Bei dieser Anordnung konnte das Rohr bei einer Betriebsspannung von etwa 15000 Volt und einer Strombelastung von 60 mA in ununterbrochenem Dauerbetrieb bis zu 60 Stunden gehalten werden. Die Kanalstrahldüse hatte eine Länge von etwa 2,5 cm bei einem Düsenquerschnitt von $0{,}5 \cdot 5$ mm. Auf der dem Beobachtungsraum zugekehrten Seite saß auf der Düse ein aus zwei 3 mm dicken Metallbacken bestehender verstellbarer Spalt, mit dessen Hilfe die Breite des Kanalstrahls noch weiter verkleinert werden konnte. Diese letztere Maßnahme war beispielsweise bei den im weiteren zu beschreibenden Versuchen mit abklingenden Kanalstrahlen zwecks Erzielung eines möglichst geringen Druckes im Beobachtungsraum notwendig. Mittels zweier parallel liegender großer vierstufiger Stahldiffusionspumpen, die mit besonders kurzen, 45 mm weiten Pumpleitungen auf den Beobachtungsraum wirkten, konnte derselbe bei einer Öffnung des eben beschriebenen Kanalstrahlspaltes von $0{,}03 \cdot 5$ mm und einem Gasdruck von 0,01 mm im Entladungsrohr auf einen Druck von weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ mm evakuiert werden. Durch ein System von Kapillaren und zwischengeschalteten Hähnen konnte in bekannter Weise in den Entladungsraum und ebenso in den Beobachtungsraum unabhängig voneinander Gas eingelassen werden. Insbesondere konnte so unabhängig von dem gerade im Entladungsrohr eingestellten Gasdruck im Beobachtungsraum jeder gewünschte beliebige Druck zwischen $1 \cdot 10^{-4}$ mm und etwa 0,1 mm aufrechterhalten

werden. Der bei den Versuchen benutzte Wasserstoff war handelsüblicher Bombenwasserstoff und wurde vor der Benutzung zwecks Reinigung über ein mit flüssiger Luft gekühltes Rohr mit Adsorptionskohle geleitet. Durch Verwendung zweckmäßig gewählter großer Zwischenvolumina wurde erreicht, daß, trotzdem nach der Durchströmmethode gearbeitet wurde, nur etwa viertelstündlich der Gasdruck in den Vorratsgefäßen nachreguliert werden mußte und dabei doch der im Beobachtungs- sowie im Entladungsraum eingestellte Druck hinreichend konstant blieb. Der Gasdruck im Beobachtungsraum wurde außerdem während der Versuche laufend mittels eines Mc Leod kontrolliert.

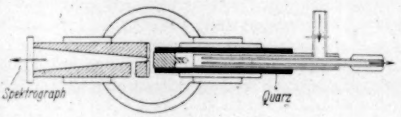


Abb. 1.

Die Anordnung der Feldelektroden ersieht man aus der obenstehenden Abb. 1. Die beiden Feldelektroden hatten einen Durchmesser von 10 mm. Die eine, mit dem geordneten metallischen Gehäuse des Beobachtungsraumes leitend verbundene Elektrode war in der bekannten, für die Untersuchung des Längseffektes notwendigen Weise mit einem engen Beobachtungsspalt versehen. Der Raum hinter diesem Feldspalt, der in der aus der Abb. 1 unmittelbar ersichtlichen Weise entsprechend dem Öffnungswinkel des Spektrographen sich konisch erweiterte und außen mit einer aufgekitteten Glasplatte verschlossen war, stand durch mehrere weite seitliche Bohrungen mit dem Beobachtungsraum in Verbindung, so daß seine schnelle und gute Evakuierung gewährleistet war. Die andere, gegenüberstehende Feldelektrode war in der üblichen Art mittels eines dicken Quarzrohres isoliert und zum Zwecke einer namentlich bei Anwendung höherer Feldstärken zweckmäßigen Kühlung mit Wasserkühlung versehen. Der Abstand zwischen den beiden Feldelektroden betrug, da bei den hier in Rede stehenden Versuchen Feldstärken von mehr als etwa 200 kV/cm nicht benötigt wurden, etwa 0,6 mm und konnte mittels eines beim Einstellen dazwischengeschobenen Distanzstückes nach jeder Reinigung der Feldelektroden leicht wieder eingestellt werden. Eine Anzahl von Versuchen wurde auch mit Hilfe der bereits früher von R. Frerichs und dem Verfasser (7) benutzten Doppelfeldanordnung ausgeführt. Bei diesem Verfahren tritt an die Stelle der einfachen isolierten Feldelektrode die aus der Abb. 2 näher ersichtliche, aus einer kleinen Scheibe und einer sie in geringem Abstande umgebenden ringförmigen Elektrode bestehende Anordnung. Diese beiden Teile der Elektrode sind, wie aus der Zeichnung ohne weiteres hervorgeht, voneinander und von dem Metallkörper des Beobachtungsraumes durch Quarzröhren isoliert. Indem nun an diese beiden Teile der Doppelfeldelektrode die beiden Pole einer in der Greinacher-Anordnung geschalteten, in der Mitte geerdeten Gleichrichteranordnung gelegt wurden, war so erreicht, daß Ring und Platte in bezug auf die gegenüberliegende geerdete Elektrode entgegengesetzte Spannung hatten. Man erhält so, wie schon früher beschrieben und anläßlich der obenerwähnten Untersuchung der

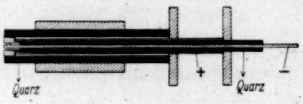


Abb. 2.

Intensitätsdissymmetrie an den Lymanlinien benutzt, ein aus drei verschiedenen Partien bestehendes Aufspaltungsbild, wobei der mittlere Teil die Aufspaltung bei gleichem, aber in bezug auf die beiden Außenpartien entgegengesetztem Feld darstellt. Die Doppelfeldmethode ermöglicht insbesondere, den Effekt der Umkehr der Intensitätsdissymmetrie mit der Feldrichtung unter völlig gleichen Versuchsbedingungen, in einer Aufnahme und auf derselben Platte, aufzunehmen, so daß diese Anordnung zum Studium der hier behandelten Erscheinungen hervorragend geeignet ist. Diesem grundsätzlichen Vorteil gegenüber erweist sich, daß die Methode wegen der komplizierteren technischen Anordnung in der praktischen Handhabung, namentlich bei höheren Feldstärken und Feldspannungen, schwieriger ist als die einfache Anordnung. Wie hier nur beiläufig erwähnt sein mag, zeigen sich bei der Doppelfeldmethode u. a. häufig äußerst störende Funkenübergänge zwischen den beiden Teilen der Doppelelektrode, da naturgemäß die Spannungsdifferenz zwischen Ring und Scheibe der Doppelelektrode das Doppelte der im Feldraum wirksamen Spannung ist. Aus diesen Gründen wurden bei der vorliegenden Untersuchung die nach der Doppelfeldmethode erhaltenen Resultate durch weitere Aufnahmen mit der einfachen Feldanordnung noch bestätigt und reproduziert.

Zum Betrieb des Kanalstrahlrohres diente die übliche, aus Transformator, Glühventil und einem Kondensator von 0,25 μF bestehende Hochspannungsanordnung. Die Feldspannung wurde mit Hilfe eines weiteren Hochspannungs-

transformators erzeugt und über eine aus zwei Glühventilen und zwei großen Ölkondensatoren von je 0,25 μF bestehende Gleichrichteranordnung, die wahlweise in der Greinacher-Schaltung bzw. in der einfachen Hullschen Schaltung benutzt werden konnte, je nachdem, ob mit Doppelfeld oder mit der einfachen Anordnung gearbeitet werden sollte, zu den Feldelektroden geleitet. Die Regulierung der Feldspannung geschah mittels regulierbarer Widerstände, die sowohl im Primärkreis wie auch im Hochspannungskreis lagen. Zur Spannungskontrolle lagen an den Feldelektroden zwei dauernd angeschaltete statische Hochspannungsvoltmeter. Im Abstand von etwa 4 cm von der Stelle der elektrischen Feldanordnung befand sich ein Elektromagnet, der am Ort des durch das elektrische Feld laufenden Kanalstrahls ein Magnetfeld von etwa 200 Gauß erzeugte. Die Anordnung des Magneten war dabei in der Weise getroffen, daß durch eine einfache Schwenkung des Magneten die Richtung des magnetischen Feldes in bezug auf die Bewegungsrichtung des Kanalstrahls um neunzig Grad gedreht werden konnte. Es verlief also einmal der Kanalstrahl in Richtung der magnetischen Kraftlinien, das andere Mal senkrecht dazu. Zum Zwecke der Herstellung von Aufnahmen ohne gleichzeitige Einwirkung des Magnetfeldes konnte der Magnet von der Apparatur gänzlich entfernt werden. In den Figuren der nachstehenden Abb. 3 sind zur Erläuterung

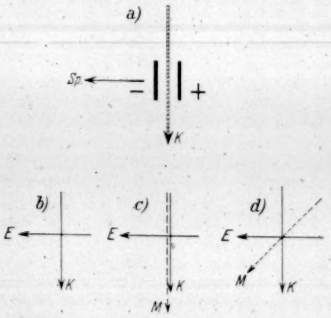


Abb. 3.

der bei den Versuchen benutzten verschiedenen Feldanordnungen die sich aus dem Gesagten ergebenden Möglichkeiten schematisch dargestellt. Man erkennt in Fig. a der Abb. 3 zunächst die einfache Anordnung ohne zusätzliches Magnetfeld, und zwar ist der Fall der in dieser Arbeit als gleichlaufend bezeichneten Feldrichtung gezeichnet. Es ist also, wie nochmals betont sein mag, in diesem Falle die dem Spektrographen gegenüberliegende Feldelektrode mit dem positiven Pol der Feldspannungsquelle verbunden. In den Fig. b, c und d derselben Abbildung sind sodann nochmals die verschiedenen Richtungen von Kanalstrahl, elektrischem und magnetischem Feld dargestellt. Fall b entspricht der einfachen Anordnung zur Beobachtung des Längseffektes ohne gleichzeitige Verwendung eines Magnetfeldes. In Fig. c verläuft der Kanalstrahl in Richtung der magnetischen Kraftlinien des Hilfsmagneten, während in dem in Fig. d gezeichneten Falle das Magnetfeld sowohl senkrecht zur Richtung des Kanalstrahls als auch senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes steht.

Zur optischen Zerlegung des Kanalstrahllichtes diente der bekannte große Steinheilsche Universalspektrograph, Typ MH, der in der Anordnung mit einem Prisma und mit langer Brennweite benutzt wurde. Im Interesse einer möglichst großen Lichtintensität wurde an Stelle der sonst üblichen Abbildung der zu untersuchenden Lichtquelle auf den Spektrographenspalt eine abgeänderte Anordnung getroffen, indem der in der oben erwähnten geerdeten Feldelektrode befindliche Beobachtungsspalt selbst als Spektrographenspalt benutzt wurde. Der ursprüngliche Spektrographenspalt wurde zu diesem Zweck von dem Spektrographen entfernt und der Spektrograph in der richtigen Entfernung von der Kanalstrahlröhre aufgestellt und mittels einer metallenen Schiene starr mit der Kanalstrahlröhre verbunden. Diese letztere Maßnahme erwies sich zur Erzielung von scharfen Bildern als notwendig, da andernfalls Erschütterungen des Kanalstrahlrohres bei den langen Aufnahmen sich störend bemerkbar machten. Die Dispersion des Apparates betrug für die Linie H_β 32,0 Å/mm, für die Linie H_γ 23,2 Å/mm. Trotz der für die erwähnte Dispersion sehr guten Lichtstärke des Apparates und trotz aufs höchste gesteigerter Belastung der Kanalstrahlröhre waren doch infolge der bekannten bei der Beobachtung des Längseffektes vorliegenden Schwierigkeit, daß die Tiefe der leuchtenden Schicht nur sehr gering ist, bei den meisten Aufnahmen längstündige Expositionen notwendig. Insbesondere war bei der Herstellung der Aufnahmen im abklingenden Kanalstrahl bei den gewünschten sehr niedrigen Gasdrucken im Beobachtungsraum, wie bereits oben erwähnt wurde, die Verwendung eines nur einige hundertstel Millimeter dicken Kanalstrahls notwendig, so daß sich in diesen Fällen Belichtungszeiten von 20 bis zu 52 Stunden ergaben. Die Konstanz der Betriebsbedingungen war jedoch so erheblich, daß auch in diesen Fällen völlig scharfe und klare Aufnahmen erhalten werden konnten.

Als photographische Platten kamen durchweg Perutz-Persenso-Platten zur Verwendung, die sich bereits anläßlich anderer Untersuchungen des Laboratoriums bei sehr guter Empfindlichkeit im Blauen und Blaugrünen als besonders geeignet für die Ausführung von genauen Intensitätsmessungen erwiesen hatten. Bei der Auswertung der Aufnahmen wurden naturgemäß sämtliche bei photographischen Intensitätsmessungen notwendigen Vorsichtsmaßregeln beachtet. Insbesondere geschah die Entwicklung der Platten unter stets gleichen Bedingungen, wie Temperatur, Konzentration und Entwicklungszeit, nachdem durch entsprechende Vorversuche geeignete Bedingungen festgestellt worden waren. Die Entwicklung der bei den Versuchen ausgewerteten Platten geschah danach in einem im Verhältnis 1 : 10 verdünnten Metolhydrochinonentwickler bei einer Temperatur von 18° C und einer Entwicklungsdauer von stets 10 Minuten. Zur Ausphotometrierung der Aufnahmen wurde das selbstregistrierende Zeiss sche Mikrophotometer benutzt. Nach Einbau einer modernen Hochvakuumphotozelle ergab dieses Instrument bei praktisch völliger Trägheitslosigkeit eine ausgezeichnete lineare Proportionalität zwischen Elektrometerausschlag und Schwärzungsintensität. Die Plattenempfindlichkeit wurde in bekannter Art mit Hilfe eines geeichten Zeiss schen Stufenkeils ermittelt, indem das Spektrum eines kleinen mit Wasserstoff gefüllten Geißlerrohres durch den Stufenkeil auf der Platte photographiert wurde und durch Ausphotometrierung dieser Schwärzungsmarken die Intensitäts-Schwärzungskurve der Platte für H_β und H_γ ermittelt wurde. Es erwies sich, daß bei genauer Einhaltung der angegebenen Entwicklungsbedingungen bei den benutzten Persenso-Platten der Proportionalitätsfaktor γ, der den Zusammenhang zwischen Schwärzung und Logarithmus der Intensität angibt, von Platte zu Platte praktisch konstant ist, so daß es nicht notwendig war, die Intensitätsstufen auf jeder einzelnen Platte anzubringen. Nach der hier beschriebenen Stufenkeilmethode ist es bekanntlich möglich, Intensitätsmessungen auch außerhalb des Gebietes der Normalschwärzung auszuführen, wenngleich naturgemäß dann die Genauigkeit der Messungen beträchtlich geringer sein wird. Bei den hier zur Auswertung benutzten Aufnahmen lagen jedoch die Linienschwärzungen stets im Bereich der Normalschwärzung, so daß derartige Schwierigkeiten nicht stören konnten. Mit Rücksicht auf die begrenzte spektrale Empfindlichkeit der verwendeten Plattensorte gelangten nur die Linien H_β und H_γ zur Untersuchung. Die Linie H_α, zu deren photographischer Beobachtung man eine besonders rotempfindliche Platte benötigt, wurde deshalb nicht aufgenommen. Desgleichen wurde die Linie H_δ, die vor allem bei den bei höherem Druck ausgeführten Aufnahmen fast stets miterhalten wurde, nicht in die Auswertung einbezogen, da wegen der wesentlich geringeren Intensität dieser Linie aus den bereits erwähnten Gründen die Messung sehr ungenau geworden wäre. Die bei den Intensitätsmessungen an den verschiedenen Komponenten von H_β und H_γ erzielte Genauigkeit der Einzelmessungen beträgt zwischen 5 und 10 Proz. Da jedoch die im weiteren angegebenen Resultate an einer größeren Anzahl von Aufnahmen erhalten wurden und stets gut reproduzierbar waren, so dürfte die Genauigkeit der hier mitgeteilten Ergebnisse mit etwa 3 bis 5 Proz. möglichem Fehler zu bewerten sein.

Bevor auf diese Ergebnisse der Untersuchung eingegangen werden soll, mögen kurz noch folgende bekannte beim Längseffekt auftretende Erscheinungen erwähnt sein. Man erhält bekanntlich bei Beobachtung in Richtung des elektrischen Feldes diejenigen Aufspaltungskomponenten, die bei Beobachtung senkrecht zum elektrischen Feld in bezug auf dasselbe senkrecht polarisiert sind, und zwar sind diese Komponenten im Längseffekt nach den grundlegenden diesbezüglichen Untersuchungen von J. Stark (9) unpolarisiert. Nach den Forderungen der Theorie, sowohl nach älteren von H. A. Kramers (10) auf der Basis des Korrespondenzprinzipes durchgeführten Rechnungen als auch nach der neueren wellenmechanischen Theorie des Starkeffektes von E. Schrödinger (4) sollen die Intensitäten entsprechender, nach langen und nach kurzen Wellen verschobener Komponenten stets gleich sein. Wie aber bereits eingangs erwähnt, hatten eingehende Untersuchungen von J. Stark (2, 5) sowie die Beobachtungen von H. Mark und R. Wierl (3) bereits ergeben, daß diese Forderung der Theorie unter normalen experimentellen Bedingungen sicher nicht erfüllt ist. Zur Charakterisierung dieses Dissymmetriegrades wurde nach dem Vorgang von J. Stark (l. c.) das Verhältnis der Intensitäten der entsprechenden Komponenten benutzt, und zwar wurde in der vorliegenden Arbeit durchweg das Verhältnis der Intensität der nach Violett verschobenen Komponente zur Intensität der ihr entsprechenden, nach Rot verschobenen gebildet. Ein Wert dieses Verhältnisses größer als eins bedeutet also im nachstehenden immer, daß die nach Violett verschobene Komponente stärker ist als die rotverschobene. Nach den bereits eingangs erwähnten, von J. Stark aufgefundenen allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Intensitätsdissymmetrie im Längseffekt ist das Verhältnis der Intensitäten gemäß den hier

benutzten Definitionen im Falle des gleichlaufenden elektrischen Feldes im allgemeinen größer als eins, im Falle des gegenlaufenden elektrischen Feldes dagegen meist kleiner als eins. Zur Kennzeichnung der einzelnen Aufspaltungskomponenten wurde im folgenden die allgemein übliche Numerierung nach der Komponentennummer N gewählt. Die Komponentennummer N gibt bekanntlich zugleich gemäß der Beziehung

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = a \cdot E \cdot N$$

an, um welches Vielfache der Starkschen Aufspaltungskonstante $a = 0{,}068$ die betrachtete Komponente gegenüber der unbeeinflußten Linie verschoben ist. Statt dieser Komponentenbezeichnung findet man in der Literatur auch häufig eine Darstellung der Aufspaltungskomponenten in den bekannten Termsymbolen, die dem Umstand Rechnung trägt, daß unter der Einwirkung des elektrischen Feldes die Entartung des Wasserstoffatoms teilweise aufgehoben wird. In der nachstehenden Tabelle I sind zum Zwecke der schnellen Orientierung diese Darstellungsarten sowie auch die nach der Bohr-Kramersschen sowie nach der Schrödingerschen Theorie den Komponenten zuzuordnenden Quantenzahlen für die stärkeren Komponenten von H_β und H_γ im Längseffekt zusammengestellt.

Tabelle Ia.
Bezeichnung der longitudinalen Aufspaltungskomponenten von H_β.

Komponentennummer N	Serienbezeichnung (Stark)	Quantenzahlen der älteren Theorie (Epstein, Bohr)	Quantenzahlen der modernen Theorie (Schrödinger)
2	$2s - 4p^4$	$0 \to -1$	(112) (011)
4	$2p^2 - 4d^3, f^3$	$1 \to 0$	(103) (002)
			(211) (002)
6	$2s - 4p^2$	$2 \to +1$	(202) (101)

Tabelle Ib.
Bezeichnung der longitudinalen Aufspaltungskomponenten von H_γ.

Komponentennummer N	Serienbezeichnung (Stark)	Quantenzahlen der älteren Theorie (Epstein, Bohr)	Quantenzahlen der modernen Theorie (Schrödinger)
0	$2p^2 - 5d^3, f^5$	$0 \to 0$	(113) (002)
			(221) (002)
3	$2s - 5p^4$	$+1 \to +1$	(212) (101)
10	$2p^2 - 5d^3, f^3$	$+2 \to 0$	(203) (002)
			(311) (002)
13	$2s - 5p^2$	$+3 \to +1$	(302) (101)

Um eine eventuell vorhandene Abhängigkeit der Intensitätsverteilung und der Intensitätsdissymmetrie von den Versuchsbedingungen nachweisen und messend verfolgen zu können, wurde in der Weise vorgegangen, daß jeweils nur ein Versuchsparameter innerhalb einer jeden Versuchsserie geändert wurde. Es erwies sich insbesondere als zweckmäßig, zunächst von einer Veränderung der elektrischen Feldstärke abzusehen. Sämtlich in dieser Untersuchung angegebenen Resultate wurden bei derselben elektrischen Feldstärke, die 210 kV/cm betrug, erhalten. Die Kontrolle der Konstanz des elektrischen Feldes geschah dabei in der bereits angegebenen Weise durch Messung der an den Feldelektroden liegenden Spannung bei stets gleicher Einstellung des Feldelektrodenabstandes. Außerdem wurde naturgemäß die Feldstärke immer durch Ausmessung der Linienaufspaltung nachgeprüft, wobei sich erwies, daß nach der benutzten Methode eine sehr gute Reproduzierbarkeit der einmal gewählten Feldstärke möglich war. Um zunächst die Frage einer eventuellen Druckabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie zu klären, wurde bei der erwähnten Feldstärke von 210 kV/cm bei gleichlaufendem elektrischen Felde eine Reihe von Aufnahmen bei verschiedenen Drucken im Beobachtungsraum gemacht, und zwar in einem Druckintervall zwischen dem reinen Abklingleuchten und dem reinen Stoßleuchten, von $6 \cdot 10^{-4}$ mm bis zu $2 \cdot 10^{-2}$ mm herauf. Die erhaltenen Resultate sind in den Tabellen II, IV, VI und VIII angegeben. Es mögen zunächst aber nur die in den Tabellen II und IV angegebenen, für die Linie H_β erhaltenen Resultate betrachtet werden. Aus der Betrachtung der Tabelle II, die die für die verschiedenen

Tabelle II.
Druckabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von H_β.

Druck mm	Dissymmetriegrad der Komponentenpaare: $N = 2$	4	6
$2 \cdot 10^{-2}$	0,76	1,10	1,39
$8 \cdot 10^{-3}$	1,33	1,82	2,60
$6 \cdot 10^{-4}$	1,17	1,31	1,43

Komponentenpaare dieser Linie bei verschiedenen Drucken gefundenen Werte der Intensitätsdissymmetrie zeigt, ersieht man, daß eine ausgesprochene Abhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie vom Gasdruck im Beobachtungsraum besteht, in der Weise, daß bei hohem Druck, $2 \cdot 10^{-2}$ mm, die Intensitätsdissymmetrie einen mittleren Wert aufweist, bei Druckerniedrigung stark ansteigt und bei sehr geringem Druck, d. h. bei reinem Abklingleuchten, wieder geringer

wird, wobei allerdings auch bei einem Druck von nurmehr $6 \cdot 10^{-4}$ mm der Dissymmetriewert noch über dem bei hohem Druck ermittelten liegt. Bemerkenswert erscheint, daß offensichtlich die Intensitätsdissymmetrie für das Komponentenpaar $N = \pm 2$ bei hohem Druck ein anderes Vorzeichen hat als bei niedrigerem Druck. Wie man aus der Tabelle entnimmt, liegt der optimale Druck, bei dem also die Dissymmetrie den maximalen Wert erreicht, in der Nähe von $8 \cdot 10^{-3}$ mm. Die sich aus diesen Befunden für die verschiedenen Drucke ergebende Verteilung der Intensität auf die einzelnen Komponenten von H_β ersieht man aus der Tabelle IV.

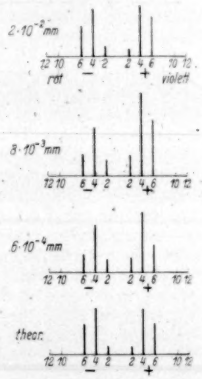


Abb. 4.

In der Abb. 4 sind diese Ergebnisse nochmals in der üblichen Weise graphisch dargestellt. Als viertes Schaubild ist die aus der Schrödingerschen Theorie folgende symmetrische Intensitätsverteilung angegeben.

Nachdem somit die Druckabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie erkannt war, mußte man, um mit Erfolg weitere Abhängigkeiten der Intensitätsdissymmetrie von Versuchsparametern feststellen zu können, stets darauf achten, daß die zusammengehörenden Versuchsreihen bei konstantem Druck ausgeführt wurden. Wegen der bei hohem Gasdruck größten Intensität des Kanalstrahlleuchtens wurde bei den folgenden Versuchen stets ein Gasdruck von $2 \cdot 10^{-2}$ mm im Beobachtungsraum benutzt. Nachdem einige vorläufige Versuche, die zu Anfang der Untersuchung angestellt worden waren, bereits ergeben hatten, daß bei gleichzeitiger Einwirkung von elektrischen und magnetischen Feldern die Intensitätsverteilung gegenüber dem einfachen Fall geändert ist, wurde dieser Effekt jetzt näher untersucht, und zwar sowohl bei gleichlaufendem wie bei gegenlautendem elektrischem Feld und außerdem bei verschiedenen Anordnungen des zusätzlichen Magnetfeldes. Wie bereits oben erwähnt, wurde dazu ein kleiner Elektromagnet benutzt, dessen Kraftlinien einmal parallel zur Bewegungsrichtung des Kanalstrahls, aber senkrecht zum elektrischen Feld verliefen, das andere Mal sowohl senkrecht zur Bewegungsrichtung des Kanalstrahls wie auch zur Richtung des elektrischen Feldes. Dieselben Aufnahmen wurden auch ohne das magnetische Hilfsfeld, bei gleich- und bei gegenlaufendem elektrischem Feld, gemacht. Die Ergebnisse für H_β sind in den Tabellen III und V enthalten.

Tabelle III.

Magnetfeldabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von H_β. Druck $2 \cdot 10^{-2}$ mm elektrische Feldstärke 210 kV/cm.

Magnet	elektrisches Feld	Dissymmetriegrad der Komponentenpaare: $N = 2$	4	6
Ohne Magnet	gleichlaufend	0,76	1,10	1,39
	gegenlaufend	1,0	0,98	0,96
Magnet parallel zum Kanalstrahl	gleichlaufend	0,89	1,08	1,29
	gegenlaufend	0,98	0,93	0,85
Magnetsenkrecht zum Kanalstrahl	gleichlaufend	—	1,04	1,10
	gegenlaufend	0,93	0,99	0,98

Aus Tabelle III, in der der Einfluß auf die Intensitätsdissymmetrie dargestellt ist, ersieht man, daß je nach der Richtung des elektrischen Feldes und je nach der Anordnung des Magnetfeldes in bezug auf die Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen die Wirkung ganz verschieden ist.

Tabelle IV.

Druckabhängigkeit der Intensitäten der einzelnen Komponenten von H_β. Gleichlaufendes elektrisches Feld, ohne Magnet, Feldstärke 210 kV/cm.

Druck	Intensität der einzelnen Komponenten: rotverschobene			violettverschobene		
mm	−6	−4	−2	+2	+4	+6
$2 \cdot 10^{-2}$	0,65	1,00	0,20	0,15	1,10	0,88
$8 \cdot 10^{-3}$	0,46	1,00	0,33	0,44	1,82	1,18
$6 \cdot 10^{-4}$	0,40	1,00	0,24	0,28	1,31	0,57

Im Falle des parallel zum Kanalstrahl laufenden Magnetfeldes nämlich zeigt sich, und zwar für alle betrachteten Komponenten, daß bei gleichlaufendem elektrischem Felde die Intensitätsdissymmetrie durch das zusätzliche Magnetfeld verringert wird, während bei gegenlaufendem

Tabelle V.
Magnetfeldabhängigkeit der einzelnen Komponenten von H_β.
Druck $2 \cdot 10^{-2}$ mm, elektrische Feldstärke 210 kV/cm.

Magnet	Elektrisches Feld	Intensität der einzelnen Komponenten					
		Komponenten-Nr.					
		−6	−4	−2	+2	+4	+6
Ohne Magnet	gleichlaufend	0,65	1,00	0,20	0,15	1,10	0,88
	gegenlaufend	0,73	1,00	0,20	0,20	0,98	0,71
Magnet parallel zum Kanalstrahl	gleichlaufend	0,75	1,00	0,32	0,28	1,08	0,96
	gegenlaufend	0,69	1,00	0,28	0,27	0,93	0,59
Magnet senkrecht zum Kanalstrahl	gleichlaufend	0,91	1,00	—	—	1,04	1,00
	gegenlaufend	0,96	1,00	0,49	0,46	0,99	0,94

elektrischem Felde die Intensitätsdissymmetrie im Gegenteil verstärkt wird. Ein Einfluß der Polrichtung des Magneten auf diese Effekte ist nicht vorhanden. Bemerkenswert erscheint, daß unter den vorliegenden Versuchsbedingungen (elektrisches Feld von 210 kV/cm, Gasdruck $2 \cdot 10^{-2}$ mm) bei gegenlaufendem elektrischem Felde ohne gleichzeitige Einwirkung eines Magnetfeldes nur eine sehr geringe Intensitätsdissymmetrie vorhanden ist. Man übersieht die Verhältnisse besser noch bei Betrachtung der einzelnen Intensitäten selbst, die in der Tabelle V und graphisch in der Abb. 5 dargestellt sind.

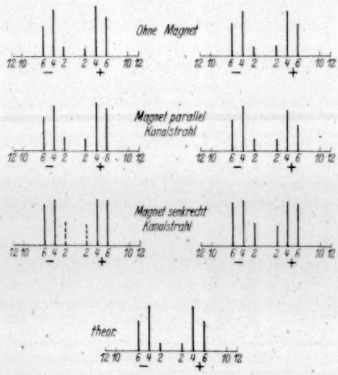


Abb. 5.

Außer dem erwähnten sehr geringen Dissymmetriegrad bei gegenlaufendem Felde ohne gleichzeitiges Magnetfeld fällt vor allem auch die merkwürdige Intensitätsverteilung im Falle des senkrecht zur Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen stehenden Magnetfeldes auf. Die Intensitätsdissymmetrie ist hier sowohl bei gleichlaufendem wie bei gegenlaufendem elektrischem Felde nicht sehr groß, doch sind jetzt abweichend von dem von der Theorie verlangten Schema die Komponenten +6 und −6 fast ebenso intensiv wie die Komponenten +4 und −4. Schließlich sei auch noch auf das Verhalten der Komponenten +2 und −2 hingewiesen. Dieses Komponentenpaar, das, wie bereits erwähnt wurde, bei niedrigerem Druck eine Umkehr der Dissymmetrie zeigt, erweist sich bei dem hier untersuchten hohen Druck als fast völlig unempfindlich gegen Änderung der elektrischen Feldrichtung und auch gegen gleichzeitige Einwirkung eines Hilfsmagnetfeldes. Insbesondere liegt bei diesem Komponentenpaar die Intensitätsdissymmetrie, unabhängig von den hier untersuchten verschiedenen Feldanordnungen, stets in der Richtung, die bei den anderen Komponenten dem allgemeinen Fall des gegenlaufenden elektrischen Feldes entspricht.

Es mögen nun die bei den entsprechenden Aufnahmen an H_γ erhaltenen Ergebnisse betrachtet werden, zunächst wieder die Druckabhängigkeit der Intensitätsverteilung und der Intensitätsdissymmetrie bei gleichlaufendem elektrischem Feld ohne zusätzliches Magnetfeld, die in den Tabellen VI und IX sowie in der Abb. 6 dargestellt ist. Wie man daraus sieht, ver-

Tabelle VI.
Druckabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von H_γ. — Gleichlaufendes elektrisches Feld, 210 kV/cm, ohne Magnet.

Druck	Dissymmetriegrad der Komponentenpaare		
mm	3	10	13
$2 \cdot 10^{-2}$	1,28	0,98	1,23
$8 \cdot 10^{-4}$	1,80	0,71	1,50
$6 \cdot 10^{-4}$	1,53	0,60	1,19

halten sich auch bei der Linie H_γ die verschiedenen Komponentenpaare nicht gleichartig. Der Dissymmetriegrad der Komponentenpaare 3 und 13 erreicht ähnlich wie der der äußeren Komponentenpaare von H_β bei einem Druck von ungefähr $8 \cdot 10^{-3}$ mm seinen maximalen Wert, während bei dem Komponentenpaar 10 der Dis-

symmetriegrad bei Druckerniedrigung bis zu dem niedrigsten untersuchten Druck von $6 \cdot 10^{-4}$ mm stetig zunimmt. Außerdem ist auch die Richtung der Dissymmetrie bei diesem Komponentenpaar

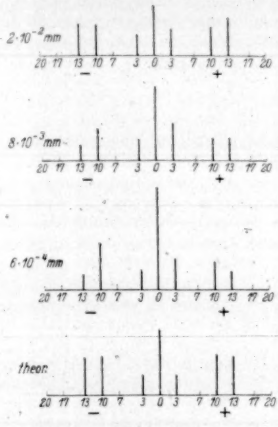


Abb. 6.

umgekehrt als bei den anderen Komponentenpaaren. Auffallend ist schließlich auch die stetige starke Zunahme der relativen Intensität der vom Felde nicht verschobenen Komponente O mit abnehmendem Druck. Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung an H_γ sind, soweit von jenen Autoren dieselben Fälle untersucht worden sind, in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von H. Mærk und R. Wierl (3). Diese Autoren geben für einen Druck von einigen 10^{-2} mm im Beobachtungsraum und einer Feldstärke von 250 kV/cm bei gleichlaufendem Felde Intensitätswerte für die Komponenten an, aus denen sich die nachstehenden Dissymmetriewerte berechnen. Zum Vergleich sind die entsprechenden, bei praktisch fast identischen Versuchsbedingungen von dem Verfasser gewonnenen Werte darunter eingetragen.

Komponentenpaare von H_γ.

N:	3	10	13	
Mark u. Wierl	1,33	0,96	1,20	250 kV/cm, etwa $3 \cdot 10^{-2}$ mm
Bomke	1,28	0,98	1,23	210 kV/cm, etwa $2 \cdot 10^{-2}$ mm

Die Magnetfeldabhängigkeit der Erscheinungen bei H_γ ist in den Tabellen VII und IX so vie in der Abb. 7 dargestellt. Die unterschiedliche Art der Beeinflußbarkeit der verschiedenen Komponenten von H_γ geht aus diesen Befunden mit besonderer Deutlichkeit hervor. Beispielsweise

Tabelle VII.

Magnetfeldabhängigkeit der Intensitätsdissymmetrie von H_γ. — Druck $2 \cdot 10^{-2}$ mm, elektrische Feldstärke 210 kV/cm.

Magnet	Elektrisches Feld	Dissymmetriegrad der Komponentenpaare 3	10	13
Ohne Magnet	gleichlaufend	1,28	0,98	1,23
	gegenlaufend	1,15	0,87	0,94
Magnet parallel zum Kanalstrahl	gleichlaufend	1,33	1,10	1,24
	gegenlaufend	1,18	1,13	0,93
Magnet senkrecht zum Kanalstrahl	gleichlaufend	1,24	1,02	1,22
	gegenlaufend	1,07	0,96	0,93

Tabelle VIII.

Druckabhängigkeit der Intensitäten der einzelnen Komponenten von H_γ. — Gleichlaufendes elektrisches Feld, 210 kV/cm, ohne Magnet.

Druck	Intensität der einzelnen Komponenten: rotverschobene				violettverschobene		
mm	−10	−15	−3	0	+3	+10	+13
$2 \cdot 10^{-2}$	1,50	1,46	1,00	2,34	1,28	1,42	1,86
$8 \cdot 10^{-3}$	0,71	1,45	1,00	3,48	1,80	1,03	1,06
$6 \cdot 10^{-4}$	0,75	2,30	1,00	4,86	1,53	1,36	0,89

Tabelle IX.

Magnetfeldabhängigkeit der einzelnen Komponenten von H_γ.
Druck $2 \cdot 10^{-2}$ mm, elektrische Feldstärke 210 kV/cm.

Magnet	Elektrisches Feld	Intensität der einzelnen Komponenten, Komponenten-Nr. −13	−10	−3	0	+3	+10	+13
Ohne Magnet	gleichlaufend	1,50	1,46	1,00	2,34	1,28	1,42	1,86
	gegenlaufend	1,90	1,54	1,00	2,25	1,15	1,34	1,78
Magnet parallel zum Kanalstrahl	gleichlaufend	1,46	1,33	1,00	2,62	1,33	1,46	1,81
	gegenlaufend	1,93	1,47	1,00	2,45	1,18	1,66	1,80
Magnet senkrecht zum Kanalstrahl	gleichlaufend	1,39	1,34	1,00	1,92	1,24	1,37	1,70
	gegenlaufend	1,68	1,41	1,00	1,94	1,07	1,35	1,56

sieht man so, daß die Intensitätsdissymmetrie des Komponentenpaares 3 auch bei gegenlaufendem elektrischem Felde, wenngleich zwar dem absoluten Betrage nach verkleinert, doch in derselben Richtung liegt wie bei gleichlaufendem Felde. Das parallel zur Bewegungsrichtung des Kanalstrahls liegende Magnetfeld bewirkt offensichtlich eine Vergrößerung dieses Unterschiedes, während das senkrecht stehende Magnetfeld anscheinend nichts ausmacht. Bei der Komponente 10 zeigt sich eine zwar mit der Richtung des elektrischen Feldes umkehrende Dissymmetrie, doch liegt der Richtungssinn dieser Dissymmetrie umgekehrt wie der bei H_β gefundene allgemeine Dissymmetriesinn. Außerdem bewirkt in diesem Falle das Magnetfeld eine Umkehr des Sinnes der Dissymmetrie, und zwar

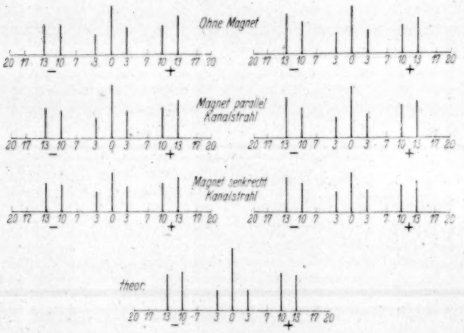


Abb. 7.

ebenfalls in der Hauptsache bei parallel zur Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen liegendem Magnetfeld. Die Komponente 13, die hinsichtlich der Richtung des Dissymmetrieeffektes und hinsichtlich der Umkehrbarkeit desselben mit der Richtung des elektrischen Feldes an sich das normale Verhalten, wie es auch für die Komponenten von H_β galt, zeigt, erweist sich im Gegensatz zu den Komponenten von H_β als praktisch völlig unempfindlich gegenüber den Einflüssen des zusätzlichen Magnetfeldes, sowohl bei parallelem wie bei senkrechtem Magnetfeld.

Durch die im vorstehenden mitgeteilten Beobachtungen ist das Problem der Intensitätsverteilung und der Intensitätsdissymmetrie im Längseffekt der elektrischen Aufspaltung der Wasserstofflinien naturgemäß noch längst nicht endgültig geklärt, sondern es werden dazu noch zahlreiche weitere Untersuchungen unter anderen Versuchsbedingungen notwendig sein. Es ist aber nunmehr dargetan, daß die in Rede stehenden Erscheinungen in komplizierter Weise sowohl von den äußeren Versuchsbedingungen wie auch von den Eigenschaften des Atoms in den verschiedenen Anregungszuständen abhängen. Hier wird auch eine Diskussion der gefundenen Erscheinungen einzusetzen haben, die der Verfasser hofft, später, nach Ausführung weiterer, schon eingangs angedeuteter Untersuchungen geben zu können.

Zusammenfassung.

1. Eine zur Untersuchung der in Rede stehenden Intensitätsverteilung und der Intensitätsdissymmetrie der Aufspaltungskomponenten des Wasserstoffs im elektrischen Längseffekt geeignete Apparatur wird beschrieben, die insbesondere auch die Druckabhängigkeit sowie den Einfluß von zusätzlichen Magnetfeldern auf die Erscheinungen zu studieren gestattet.
2. Es wird festgestellt, daß die Erscheinungen der Intensitätsdissymmetrie für die verschiedenen Aufspaltungskomponenten durch aus verschieden sind.
3. Es besteht eine ausgesprochene Abhängigkeit der Dissymmetrieerscheinungen von dem im Beobachtungsraum herrschenden Gasdruck. Im allgemeinen zeigt sich, daß die Intensitätsdissymmetrie bei einem Gasdruck von ungefähr $8 \cdot 10^{-3}$ mm am größten ist, doch ist die Abhängigkeit je nach der Komponentennummer verschieden. Insbesondere ist in einigen Fällen bei abnehmendem Druck auch eine stetige Zunahme der Intensitätsdissymmetrie bis zu den niedrigsten untersuchten Drucken gefunden worden.
4. Durch ein zusätzliches Magnetfeld von etwa 200 Gauß wird die Intensitätsverteilung und die Intensitätsdissymmetrie beeinflußt, und zwar je nach der Richtung des elektrischen Feldes und je nach der Anordnung des Magnetfeldes in bezug auf die Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen verschieden. Auch diese Effekte sind in erheblichem Maße von der Nummer der Aufspaltungskomponenten abhängig. Im Falle der Linie H_β lassen sich die gefundenen Gesetzmäßigkeiten dahin aussprechen, daß das Magnetfeld, wenn es parallel zur Bewegungsrichtung des Kanalstrahls angeordnet ist, bei gleichlaufendem elektrischem Felde die natürliche Intensitätsdissymmetrie vermindert, bei gegenlaufendem elektrischem Felde dagegen die natürliche Intensitätsdissymmetrie verstärkt.

Der Verfasser möchte nicht verfehlen, am Schluß der Untersuchung Herrn Präsident Stark für die Anregung zu den Untersuchungen seinen ergebenen Dank auszusprechen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft dankt der Verfasser für die Gewährung eines Forschungsstipendiums, durch das die Durchführung der Untersuchungen im vorigen Jahre ermöglicht wurde. Schließlich dankt der Verfasser den Herren H. Lesche und O. Stenzel, die durch die Anfertigung von Apparaten wie durch Unterstützung bei den Experimenten und bei der Photometrierung der Aufnahmen den Verfasser tatkräftig unterstützt haben.

Literaturverzeichnis.

1) H. Bomke, Physik. Zeitschr. **36**, 624, 1935.
2) J. Stark, Naturwiss. **17**, 568 und 983, 1929; Nature **124**, 125 und 946, 1929.
3) H. Mark und R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **57**, 494, 1929.
4) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. **80**, 437, 1926.
5) J. Stark, Ann. d. Phys. **4**, 607, 1930.
6) R. Frerichs und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 349, 1934.
7) R. Frerichs und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **35**, 549, 1934.
8) H. Bomke, Physik. Zeitschr. **36**, 158, 1935.
9) J. Stark, „Starkeffekt", aus Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 21; dort insbesondere S. 431 ff.
10) H. A. Kramers, Zeitschr. f. Phys. **3**, 169, 1920, bzw. auch R. Ladenburg, Einfluß elektrischer Felder auf Spektrallinien, aus Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik, Bd. II, Optik, 2. Hälfte, 2. Teil, S. 2231 ff.

Berlin-Charlottenburg, den 27. März 1936.

(Eingegangen 31. März 1936.)

Die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Polarisation der ruhenden und der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen.

Von J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Einleitung.

Bald nach der Entdeckung des Zeeman-Effektes wurde die Frage aufgeworfen, ob im Quereffekt die Gesamtintensität der elektrisch parallel den Kraftlinien schwingenden Komponenten einer Spektrallinie verschieden ist von der Gesamtintensität der elektrisch senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten. Egoroff und Georgiewski[1]) stellten für den Fall der D-Linie aus der Bunsenflamme, Voigt und Wichern[1]) für Linien des Heliums, Natriums und Quecksilbers aus einer Geißlerröhre experimentell fest, daß die Gesamtintensität der parallel den Kraftlinien schwingenden Komponenten etwas kleiner ist als die Gesamtintensität der senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten. H. A. Lorentz[2]) hatte bereits im Jahre 1898 diese Erscheinung aus der Verschiedenheit der Absorption der zwei Komponentenarten in der Lichtquelle erklärt.

Die obige Frage konnte erneut aufgeworfen werden nach der Entdeckung der Erscheinung, daß die Strahlen gewisser Atomarten in hochverdünntem Gas durch ein inhomogenes magnetisches Feld eine Ablenkung auf Grund eines mit ihnen verbundenen magnetischen Momentes erfahren. Diese Erscheinung ließ die Annahme zu, daß die magnetisch ablenkbaren Atome eine bestimmte axiale Einstellung im Magnetfeld erfahren. War diese Annahme richtig, dann konnte man erwarten, daß die lichtemittierenden Atome in einem hochverdünnten Gas unter der Einwirkung eines magnetischen Feldes im Quereffekt eine Polarisation ihrer gesamten Lichtintensität etwa in dem Sinne zeigen, daß die Gesamtintensität der parallel dem Feld schwingenden Komponenten verschieden ist von der Gesamtintensität der senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten. Diese Frage wurde experimentell geprüft von Rausch v. Traubenberg und Levy[3]). Auch waren schon vorher von R. v. Hirsch[4]) Beobachtungen über den Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen veröffentlicht worden. Da indes diese Untersuchungen in sich nicht widerspruchsfrei sind und unter anderen Bedingungen als die nachstehenden durchgeführt wurden, möge dieser Hinweis genügen.

2. Verfahren.

Zur Beantwortung der aufgeworfenen Frage war es notwendig, die Lichtemission der dem Magnetfeld unterworfenen Atome dem depolarisierenden Einfluß der Zusammenstöße mit benachbarten Gasmolekülen dadurch zu entziehen, daß der Gasdruck im Leuchtraum möglichst niedrig gewählt wurde. Um aber bei niedrigem Gasdruck noch eine ausreichende Lichtintensität

1) N. Egoroff und N. Georgiewski, C. R. **124**, 748 und 949, 1897; **125**, 16, 1897.

1) W. Voigt, Göttinger Nachr., S. 85, 1911; W. Wichern, Göttinger Diss., 1913.
2) H. A. Lorentz, Arch. Neerl. **2**, 1, 1898.
3) H. Rausch v. Traubenberg, Naturwiss. **10**, 791, 1922; **12**, 112, 1924; **14**, 936, 1926; H. Rausch v. Traubenberg und S. Levy, Zeitschr. f. Phys. **44**, 549, 1927.
4) R. v. Hirsch, Ann. d. Phys. **49**, 851, 1916; Physik. Zeitschr. **25**, 333, 1924.

zu erhalten, mußten zur Anregung der Lichtemission Kanalstrahlen gewählt werden. Diese Wahl genügte noch einer zweiten Forderung, nämlich den Einfluß der Absorption in der Lichtquelle selbst dadurch auszuschalten, daß die Konzentration der leuchtenden Atome und somit ihre Lichtintensität gering sei. Durch die Wahl von Kanalstrahlen als Lichtquelle spaltete sich die gestellte Aufgabe in zwei:

1. Die Untersuchung der Wirkung des Magnetfeldes auf die ruhende Emission von seiten der Atome im Leuchtraum, welche durch den Stoß der Kanalstrahlen zur Lichtemission angeregt werden,
2. die Untersuchung der Wirkung des Magnetfeldes auf die bewegte Emission der Kanalstrahlen selbst.

Wir ließen in unseren Versuchen die Kanalstrahlen im Magnetfeld streng parallel zu seiner Achse verlaufen. Dies geschah aus zwei Gründen.

Erstens sollte eine Ablenkung der elektrisch geladenen Kanalstrahlen vermieden werden; zweitens sollte auch nicht die Lorentzsche Kraft $e \cdot \mathfrak{H} \cdot \frac{\mathfrak{v}}{c}$ auf die elektrischen Ladungen der neutralen Kanalstrahlenatome ins Spiel treten. Das magnetische Feld, in dem die Kanalstrahlen verliefen, hatte eine Länge von 1 cm und eine Stärke von 30000 Gauß. Die Röhre, welche die Kanalstrahlen erzeugte, war in einer Bohrung des einen Schenkels des Elektromagneten untergebracht und damit der störenden Einwirkung des Magnetfeldes entzogen.

Die ruhende Emission der Wasserstoffatome und gleichzeitig die bewegte Emission der Heliumatome wurde in unseren Versuchen dadurch erhalten, daß Heliumkanalstrahlen aus der Kanalstrahlenröhre durch einen 5 mm langen Kanal von $5 \cdot 0{,}05$ mm² Querschnitt in Wasserstoffgas von $2 \cdot 10^{-1}$ bis $1 \cdot 10^{-4}$ mm Druck geleitet wurden. Zur Untersuchung der ruhenden Emission des Heliums wurden Heliumkanalstrahlen in Helium hineingeschossen. Man erhält dann, wie bekannt, fast ausschließlich die Emission von ruhenden Heliumatomen, neben welcher das Leuchten der bewegten Atome praktisch vernachlässigt werden kann. Ebenso wurde das bewegte Leuchten des Wasserstoffs erhalten, indem Wasserstoffkanalstrahlen in Wasserstoff verliefen. Im Fall des Wasserstoffs nämlich überwiegt umgekehrt das Leuchten der bewegten Atome ganz bedeutend das der ruhenden. Die Spannungsdifferenz, welche im Kanalstrahlenrohr die Kanalstrahlen erzeugte, lag bei unseren Versuchen meist zwischen 10 und 16 kV; die Stromstärke im Kanalstrahlenrohr betrug 25–50 Milliampere.

Die Dispersion des Spektrographen bei diesen Versuchen mußte so klein sein, daß im Spektrogramm die magnetische Aufspaltung der untersuchten Linien noch nicht sichtbar wurde. Wir verwendeten darum die größere Ausführung des Hilgerschen Wellenlängenspektrometers mit angesetzter photographischer Kamera und überzeugten uns, daß die Spektrallinien, die wir mit diesem Apparat erhielten, im Falle der Wirkung des Magnetfeldes die gleiche Breite auf der photographischen Platte besaßen wie ohne das Magnetfeld. Die Dispersion des Spektrographen betrug im Mittel 36 ÅE pro Millimeter im Wellenlängengebiet zwischen $H\beta$ und $H\delta$.

Die übrige optische Anordnung war in unsern Versuchen grundsätzlich die gleiche, wie sie bei den früheren Versuchen über die Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen angewandt wurde. Es wurde also das Kanalstrahlenbündel auf die Spaltebene abgebildet und durch Einschaltung einer Kalkspatplatte hinter dem Spalt ein parallel zu den Kanalstrahlen und ein senkrecht dazu schwingendes Bild des Spaltes gewonnen. Um die beiden senkrecht zueinander schwingenden Strahlenbündel dem gleichen polarisierenden Einfluß der Optik des Spektrographen zu unterwerfen, durchliefen sie eine Drehquarzplatte, welche ihre Schwingungsebenen angenähert um 45° drehte.

Um den Polarisationsgrad der untersuchten Linien zu bestimmen, mußte das Verhältnis I_π/I_σ gebildet werden. Die Bestimmung der relativen Intensitäten der getrennt photographierten parallel und senkrecht zur Kanalstrahlrichtung schwingenden Anteile des Lichtes geschah durch Aufnahme der Schwärzungskurven mittels des Zeißschen registrierenden Mikrophotometers mit variablem Übersetzungsverhältnis.

Zur Umrechnung der Schwärzungswerte in Intensitätsmaß wurde auf die Platten ein Sensitometer-Stufenkeil der Zeiß-Ikon-AG. aufphotographiert. Er wurde durch eine von Helium oder Wasserstoff-Geißlerröhren-Licht diffus beleuchtete Milchglasscheibe von rückwärts völlig gleichmäßig beleuchtet und durch ein Achromat über ein Rechtwinkelprisma während der Aufnahme so auf den freibleibenden Teil des Spaltes abgebildet, daß zu jeder Linie die Schwärzungsmarken auf der Platte erschienen. Aus dem bekannten Schwärzungsgesetz des Stufenkeiles konnte danach die gemessene Plattenschwärzung in bekannter Weise in Intensitätsmaß ausgewertet werden. Die Intensität der Beleuchtung des Stufenkeiles wurde so gewählt, daß in der gleichen Belichtungszeit, die zur Aufnahme benötigt wurde, die Schwärzungsmarken die Linienschwärzung geeignet einschlossen.

3. Wirkung des Magnetfeldes auf die ruhende Lichtemission.

In der Tabelle I sind für eine Reihe von Heliumlinien die Werte des Verhältnisses der parallel zur Achse der Kanalstrahlen und des Magnetfeldes schwingenden Intensität zu der senkrecht dazu schwingenden Intensität, kurz genannt der Polarisation, zusammengestellt, und zwar in der dritten Spalte die Werte der Polarisation ohne Magnetfeld, in der vierten Spalte die Werte der Polarisation mit Magnetfeld, in der fünften Spalte die Werte des Verhältnisses der zwei Polarisationen. Die Tabelle zeigt, daß die Emission der ruhenden Heliumlinien in Kanalstrahlen ein wenig zugunsten der Intensität parallel zur Geschwindigkeitsachse polarisiert ist. Diese Erscheinung ist bereits aus früheren Beobachtungen bekannt. Wichtig sind die Zahlen der Spalte 5 der Tabelle. Sie sind alle nur wenig von 1 verschieden, z. T. etwas größer, z. T. etwas kleiner. Die Abweichungen der Zahlen von dem Werte 1 sind wohl durch die unvermeidbare Ungenauigkeit derartiger Messungen bedingt. Aus der Tabelle I folgt darum das wichtige Ergebnis: Das magnetische Feld übt im Quereffekt bis zu einer Stärke von 30000 Gauß keinen merkbaren Einfluß aus auf die Polarisation der ruhenden Lichtemission der Heliumlinien.

Tabelle I.

Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation der ruhenden Heliumatome. Druck: 0,2 mm.

Wellenlänge	Bezeichnung	Polarisation ohne Magnetfeld	Polarisation mit Magnetfeld	Verhältnis der Polarisation mit zur Polarisation ohne Magnetfeld	Zahl der Beobachtungen
5876	$2p - 3d$	1,12	1,10	0,985	10
5016	$2S - 4P$	1,09	1,08	0,990	12
4922	$2P - 4D$	1,07	1,12	1,043	12
4713	$2p - 4s$	1,08	1,06	0,980	12
4472	$2p - 4d$	1,04	1,06	1,013	12
4388	$2P - 5D$	1,16	1,13	0,975	8
4144	$2P - 6D$	1,16	1,11	0,957	4
4026	$2p - 5d$	1,00	1,02	1,015	11
4009	$2P - 7D$	1,10	1,14	1,031	3
3889	$2s - 4p$	1,02	1,02	1,002	13

In Tabelle II sind Werte der Polarisation der ruhenden Lichtemission der Wasserstofflinien H_β und H_γ für den Fall ohne Magnetfeld und den Fall mit Magnetfeld zusammengestellt. Die Zahlen in Spalte 5 für das Verhältnis der zwei Polarisationen sind etwas größer als 1, und zwar so viel, daß die Abweichung von dem Werte 1 nicht mit einer Ungenauigkeit der Messung erklärt werden kann. Es scheint also auf den ersten Blick, als ob das magnetische Feld die Polarisation der ruhenden Wasserstofflinien etwas vergrößert, indes ist diese scheinbare Vergrößerung wohl dadurch bewirkt, daß den Heliumkanalstrahlen, welche die ruhenden Wasserstofflinien zur Emission brachten, etwas Wasserstoffkanalstrahlen beigemischt waren und ihre bewegte Emission über die ruhende Emission der Wasserstofflinien lagerten; die bewegte Emission wird nämlich in der Tat unter der Wirkung des Magnetfeldes polarisiert, wie in dem folgenden Abschnitt gezeigt wird.

Tabelle II.

Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation der ruhenden Wasserstoffatome. Druck: 0,2 mm.

Wellenlänge	Bezeichnung	Polarisation ohne Magnetfeld	Polarisation mit Magnetfeld	Verhältnis der Polarisation mit zur Polarisation ohne Magnetfeld	Zahl der Beobachtungen
4861	H_β	1,08	1,13	1,055	8
4340	H_γ	1,06	1,11	1,048	8

4. Wirkung des Magnetfeldes auf die bewegte Lichtemission.

In den Tabellen III, IV und V sind für drei Heliumlinien und zwei Wasserstofflinien für den Fall ihrer bewegten Emission von seiten von Helium- bzw. von Wasserstoffkanalstrahlen die von uns erhaltenen Werte der Polarisation ohne Magnetfeld und der Polarisation mit Magnetfeld und ihr Verhältnis zusammengestellt. Wie die Zahlen der Spalte 5 erkennen lassen, ist das Verhältnis durchweg erheblich größer als 1.

Tabelle III.

Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation von bewegten Heliumlinien. Druck: 0,2 mm.

Wellenlänge	Bezeichnung	Polarisation ohne Magnetfeld	Polarisation mit Magnetfeld	Verhältnis der Polarisation mit zur Polarisation ohne Magnetfeld	Zahl der Beobachtungen
4472	$2p - 4d$	1,01	1,12	1,111	8
4026	$2p - 5d$	1,09	1,24	1,138	8
3889	$2s - 4p$	1,11	1,34	1,206	8

Tabelle IV.

Einfluß des Magnetfeldes auf die Polarisation von bewegten Wasserstofflinien bei höherem Druck (0,2 mm).

Wellenlänge	Bezeichnung	Polarisation ohne Magnetfeld	Polarisation mit Magnetfeld	Verhältnis der Polarisation mit zur Polarisation ohne Magnetfeld	Zahl der Beobachtungen
4861	$H\beta$	1,24	1,37	1,110	9
4340	$H\gamma$	1,36	1,62	1,192	9

Tabelle V.

Einfluß der Magnetfeldes auf die Polarisation von bewegten Wasserstofflinien bei sehr geringem Druck ($2 \cdot 10^{-4}$ mm).

Wellenlänge	Bezeichnung	Polarisation ohne Magnetfeld	Polarisation mit Magnetfeld	Verhältnis der Polarisation mit zur Polarisation ohne Magnetfeld	Zahl der Beobachtungen
4861	$H\beta$	1,12	1,17	1,051	5
4340	$H\gamma$	1,31	1,54	1,175	5

Es verstärkt also das magnetische Feld die Polarisation der Lichtemission, die schon unabhängig von ihm auf Grund der Bewegung der Kanalstrahlen in einem Gas vorhanden ist, um einen erheblichen Betrag, und zwar nach den Zahlen der Tabellen sowohl für den Fall des Heliums wie für den Fall des Wasserstoffes um so mehr, je größer die anfängliche Polarisation auf Grund der Bewegung ist.

5. Deutung der beobachteten Erscheinungen.

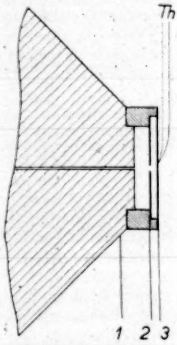
Die Tatsache, daß auch die ruhende Emission wenigstens gewisser Serienlinien im Kanalstrahlenlicht ein wenig polarisiert ist, ist wohl dahin zu deuten, daß ein einziger anregender Stoß eines Kanalstrahlenteilchens auf ein ruhendes Atom dieses unter Abgabe von Energie und Bewegungsgröße so anregt, daß es danach eine Linie zu emittieren vermag, welche eine geringe Polarisation in bezug auf die Achse der Kanalstrahlen zeigt. Dagegen ist die Polarisation der bewegten Intensität von Serienlinien, wie an früherer Stelle[1]) dargelegt wurde, das Ergebnis der Summierung der Einwirkungen der aufeinanderfolgenden Streifungen des angeregten Kanalstrahlenatoms mit Kraftfeldern benachbarter Teilchen (neutrale Gasmoleküle, positive und negative Atom- oder Molekülionen, freie Elektronen). Da ein magnetisches Feld auf die Polarisation der Lichtemission der ruhenden Atome keine Wirkung ausübt, kann auch sein von uns festgestellter Einfluß auf die Polarisation der bewegten Intensität nicht unmittelbar in den Emissionsvorgang selbst eingreifen, sondern nur vermittelt sein, indem das Magnetfeld auf die Ursache der Polarisation, nämlich auf die Zahl der Streifungen eines angeregten Kanalstrahlenatoms mit begegnenden Teilchen einwirkt, nämlich die Zahl derjenigen Streifungen vermehrt, welche die auch ohne Magnetfeld auftretende Polarisation bedingen. Da unter den von uns gewählten Versuchsbedingungen (Kanalstrahlen parallel zum Magnetfeld) keine ablenkende magnetische Kraft auf die Kanalstrahlen selbst wirksam ist, kann ihre gesuchte Wirkung auf die Zahl der Streifungen nur über die den Kanalstrahlen begegnenden Teilchen laufen. Von diesen scheiden die neutralen Gasatome und die positiven und negativen Atom- und Molekülionen für eine merkliche Beeinflussung ihrer Bewegung durch das Magnetfeld wegen ihrer verhältlich großen Masse aus. Es bleiben also nur die freien Elektronen übrig.

Daß Kanalstrahlen beim Durchlaufen eines Gases aus den von ihnen gestoßenen Molekülen Elektronen in Form von langsamen Kathodenstrahlen freimachen, ist eine bekannte Tatsache. Soweit diese Kathodenstrahlen parallel dem Magnetfeld verlaufen, erfahren sie keine magnetische Ablenkung; soweit sie indes senkrecht zum Magnetfeld verlaufen, werden sie abgelenkt, und zwar in um so engeren Kreis- oder Spiralbahnen um die magnetischen Kraftlinien herumgewickelt, je stärker das Magnetfeld und je kleiner ihre Geschwindigkeit ist. Das Magnetfeld verhindert also den Austritt von querlaufenden sekundären Kathodenstrahlen aus dem Kanalstrahlenbündel und vermehrt so die Zahl der freien Elektronen (sekundären Kathodenstrahlen) und damit die Zahl ihrer Streifungen mit Kanalstrahlatomen.

Gemäß der vorstehenden Überlegung bewirkt ein Magnetfeld unter den von uns gewählten Bedingungen eine Änderung in der räumlichen Verteilung der negativen Ladungen, welche von den sekundären Kathodenstrahlen aus dem Kanalstrahlenbündel fortgetragen werden. Es muß also der elektrische Strom von einem Auffänger für elektrische Ladungen rund um das Kanalstrahlenbündel herum durch das Magnetfeld eine merkliche Änderung erfahren. Diese

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung Seydel, Berlin 1927, S. 41.

Folgerung haben wir experimentell geprüft. In der Abbildung stellt der schraffierte Teil den von uns verwendeten Polschuh dar, durch dessen zentrale Bohrung die Kanalstrahlen in den Beobachtungsraum zwischen 1 und 3 liefen. 3 ist ein Silberblech, auf das die Kanalstrahlen auffielen; unmittelbar vor ihm ist ein weiteres Silberblech angebracht; in seiner Mitte ist ein Loch, das so



weit ist, daß das Kanalstrahlenbündel, ohne es zu berühren, durchtreten kann. Auf der Rückseite des Bleches 3 ist unter der Auftreffstelle der Kanalstrahlen die Lötstelle eines Thermoelementes *Th* angesetzt; mit ihm wurde festgestellt, daß die Intensität der Kanalstrahlen, wie zu erwarten war, beim Einschalten des Magnetfeldes tatsächlich nicht geändert wurde. 1, 2 und 3 waren im Beobachtungsraum voneinander isoliert, konnten aber außerhalb desselben über ein Galvanometer miteinander verbunden werden. Die Stromstärke in diesem war eine Überlagerung eines Leitungsstromes infolge von unvermeidbaren Voltadifferenzen zwischen 1, 2 und 3, ferner des Stromes infolge der von den Kanalstrahlen mitgeführten positiven Ladung und endlich des Stromes infolge der Bewegung der von den Kanalstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen. Allein auf diese Komponente des beobachteten Gesamtstromes konnte unter unseren Versuchsbedingungen eine Einwirkung des Magnetfeldes sich bemerkbar machen. Wenn also das Magnetfeld eine Änderung der Stärke des über das Galvanometer zwischen 1 und 2 fließenden Stromes hervorbrachte, so war damit erwiesen, daß unter unseren Versuchsbedingungen sekundäre Kathodenstrahlen aus dem Kanalstrahlenbündel in ihrem räumlichen Verlauf durch das Magnetfeld beeinflußt wurden. In der Tat änderte das Magnetfeld die Stromstärke zwischen 1, 2 und 3 beträchtlich, ja kehrte in einem Falle sogar sein Vorzeichen um.

Gemäß den vorstehenden Überlegungen und Feststellungen ist die Wechselwirkung zwischen Kanalstrahlenatomen und begegnenden freien Elektronen während ihrer wechselseitigen Streifung der Grund für diejenige Polarisation des bewegten Leuchtens, in welcher I_p größer als I_s ist.

Bei der vorstehenden Untersuchung wurden wir von den Technikern Lesche und Stenzel unterstützt.

Berlin-Charlottenburg, Mai 1936.

(Eingegangen 20. Mai 1936.)

Abhängigkeit der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen.

Von J. Stark und M. Schön.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Verfahren.

Die vorliegende Untersuchung hatte zum Gegenstand die Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen, also das Verhältnis der elektrisch parallel der Kanalstrahlenachse schwingenden Lichtintensität I_p zu der senkrecht dazu schwingenden Lichtintensität I_s bei senkrechter Stellung der Sehachse zur Achse der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen; insonderheit sollte sie neues Material bringen über die Abhängigkeit dieser Polarisation von dem Druck und der Art des Gases, in dem die Kanalstrahlen verlaufen, ferner über die Abhängigkeit von der Serienart der von den Kanalstrahlen emittierten Linien.

Die Verfahren, welche bei der vorliegenden Untersuchung angewandt wurden, waren grundsätzlich die gleichen, wie sie von dem einen von uns in seinen früheren Untersuchungen, insbesondere in seiner letzten[1]), entwickelt und erprobt wurden. Es erfolgte also die Abbildung eines Abschnittes des Kanalstrahlenbündels durch eine Wollastonplatte hindurch auf die Spaltebene des Spektrographen. Auf ihrem Weg durchliefen die zwei parallel und senkrecht zur Kanalstrahlenachse schwingenden Lichtbündel ein Viertelwellenlänge-Glimmerblättchen, so daß sie beide nahezu dem gleichen polarisierenden Einfluß des Spektrographen unterworfen wurden. Dieser war der große Steinheilsche Prismenspektrograph, und zwar unter Verwendung eines

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927, S. 54.

einzigen Prismas, des Spaltobjektivs mit großer Brennweite und des Kameraobjektivs mit kleiner Brennweite. Um die noch übrig bleibende Polarisation durch den Spektrographen in Rechnung setzen zu können, wurde sie in der von früher her bekannten Weise an intensiven Banden des Stickstoffes ermittelt unter der Annahme, daß die Emission der ruhenden Stickstoffbanden unpolarisiert ist. Daß diese Annahme richtig ist, wurde zudem noch durch eine besondere Untersuchung festgestellt. Es wurde nämlich die unpolarisierte Emission eines glühenden Wolframfadens am Orte der Kanalstrahlenemission mit der von dem gleichen Orte kommenden Emission der Stickstoffbanden unter der Anregung durch Wasserstoffkanalstrahlen verglichen. Es ergab sich das Verhältnis I_p zu I_s im Mittel zu 1 für folgende Stickstoffbanden: 3914 – 4059 – 4199 – 4236 – 4278 – 4652 – 4709.

Zur Ermittlung des Intensitätsverhältnisses der zwei zueinander senkrecht schwingenden Lichtkomponenten aus den erhaltenen photographischen Schwärzungen wurde das Verfahren von Hansen[1]) angewandt. Es wurden also auf jede photographische Platte für die untersuchten Spektrallinien bekannte Intensitätsverhältnisse in Form von Schwärzungsstufen aufgenommen.

Um die bewegte Emission einer Spektrallinie getrennt von ihrer ruhenden Emission zu erhalten, wurden in der bekannten Weise Kanalstrahlen der zu untersuchenden Elemente in einem chemisch von ihnen verschiedenen Gas zum Verlaufen und zur Lichtemission gebracht, nämlich Wasserstoffkanalstrahlen in Helium, Sauerstoff und Stickstoff, Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff, Sauerstoff- und Kohlenstoffkanalstrahlen in Helium. Der Entladungsraum, in dem die Kanalstrahlen erzeugt wurden, und der Leuchtraum, in welchem sie die Lichtemission lieferten, wurden also unabhängig voneinander mit dem entsprechenden Gas beschickt und waren durch einen Kanal voneinander getrennt, aus welchem zwei große Stahlpumpen auf einer kurzen, weiten Pumpleitung die von zwei Seiten zuströmenden Gase absogen. Nach der Seite des Leuchtraumes zu verengerte sich der Kanal auf einer Länge von 4 mm zu einem Querschnitt von 0,2 · 0,4 mm².

2. Abhängigkeit von Druck und Art des Gases.

In der Tabelle I sind für drei Werte der Entladungsspannung kV und für eine Reihe von Werten des Druckes von Helium, in dem Wasserstoffkanalstrahlen verliefen, die Polarisationen (I_p/I_s) der Wasserstofflinien H_α und H_β zusammengestellt; die eingeklammerten Zahlen hinter den Polarisationswerten bedeuten die Zahl der einzelnen Beobachtungen, aus der der Polarisationswert gewonnen wurde.

Tabelle I.

Polarisation von Linien der Wasserstoffkanalstrahlen in Helium.

Druck p mm	10 kV		16 kV		23 kV	
	H_α	H_β	H_α	H_β	H_α	H_β
0,001	—	—	1,03 (1)	0,97 (1)	—	—
0,003	—	—	1 03 (1)	1,08 (4)	—	—
0,01	—	—	—	1,07 (5)	—	—
0,02	1,36 (4)	1,27 (5)	1,07 (1)	1,12 (5)	—	—
0,04	1,32 (4)	1,25 (4)	1,20 (5)	1,25 (4)	—	—
0,08	1,44 (5)	1,43 (6)	1,29 (3)	1,32 (4)	—	—
0 16	1,22 (4)	1,30 (2)	1,34 (1)	1,42 (7)	1,39 (4)	1,52 (4)
0,3	—	—	1,32 (4)	1,38 (3)	—	—
0,6	—	—	1,16 (4)	1,22 (4)	1,20 (4)	1,12 (4)
1,0	—	1,15 (4)	—	1,04 (8)	—	1,08 (1)

Wie aus der Tabelle zu entnehmen ist, ist bei sehr niedrigem Druck (0,001–0,01 mm) die Polarisation der bewegten Wasserstofflinien sehr klein. Sie nimmt mit wachsendem Druck bis zu einem flachen Maximum zwischen 0,08 und 0,3 mm zu und nimmt dann von 0,16 mm mit weiter wachsendem Druck wieder rasch ab. Es ist also die Polarisation der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen stark abhängig von dem Druck des von ihnen durchlaufenen Gases. Für quantitative Zwecke wird man darum in Zukunft bei der Untersuchung der Polarisation des Lichtes von Kanalstrahlen den Druck des Gases, in dem sie verlaufen, zweckmäßig zu wählen und auch anzugeben haben. Was in der Tabelle I für den Fall der Wasserstoffkanalstrahlen in Helium festgestellt wurde, gilt auch, wie die späteren Tabellen V, VI und VII erkennen lassen, für den Fall der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff und darum wohl allgemein für jede Art von Kanalstrahlen in einem Gase.

Wie in der Mitteilung von Stark, Ritschl und Bomke[1]) nachgewiesen wurde, ist eine der Wirkungen, welche die Polarisation des Kanalstrahlenlichtes bestimmen, die Streifung der Kanalstrahlenatome mit freien Elektronen (langsame Kathodenstrahlen) in dem durchlaufenen Gas, und zwar verstärkt die Streifung mit freien Elektronen die parallel schwingende Lichtintensität I_p im Verhältnis zu der senkrecht dazu schwingenden Intensität I_s. Es ist wahrscheinlich, daß die Zunahme der Polarisation in dem Intervall kleiner Gasdrucke bis zu etwa 0,16 mm Heliumdruck im Falle der Wasserstoffkanalstrahlen bedingt ist durch eine Zunahme der spezifischen Zahl der freien Elektronen in dem

1) G. Hansen, Zeitschr. f. Phys. **29**, 356, 1924.

1) Siehe die vorhergehende Arbeit.

betrachteten Druckbereich. Die Abnahme der Polarisation bei weiter steigendem Drucke dürfte von dem stärker werdenden Einfluß einer anderen Wirkung herrühren, welche die Intensität I_p im Verhältnis zur Intensität I_s verkleinert. Es bleibe zunächst dahingestellt, ob dies die Wirkung der Streifung mit positiven Ionen oder mit den neutralen Molekülen im durchlaufenen Gas oder vielleicht auch die Wirkung der Zusammenstöße der Kanalstrahlen mit Gasmolekülen im Sinne der kinetischen Gastheorie ist. Jedenfalls ist auf Grund dieser Überlegung mit der Möglichkeit zu rechnen, daß es auch Fälle gibt, in denen diese Art der Wirkung auf die Polarisation die Wirkung der Streifung mit freien Elektronen überwiegt, so daß bei höheren Gasdrucken das Verhältnis I_p/I_s sogar einen Wert kleiner als 1 annimmt. Dieser Fall scheint in der Tat bei Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff für die Heliumlinie 3889 vorzuliegen. Es hat nämlich der eine[1]) von uns schon früher eine Messung der Polarisation dieser Linie mitgeteilt, welche die Polarisation zu 0,75 ergab und wie aus Tabelle II zu ersehen ist, ist für die genannte Linie die Polarisation bei kleinem Wasserstoffdruck normal, also größer als 1, bei höherem Druck (0,16 mm) jedoch kleiner als 1.

Tabelle II.

Polarisation der *He*-Linie 3889 der *He*-Kanalstrahlen in Wasserstoff bei 16 kV Entladungsspannung.

Druck p mm	Polarisation I_p/I_s
0,01	1,12 (3)
0,03	1,13 (5)
0,16	0,94 (12)

Die Abhängigkeit der Polarisation der Linien der Wasserstoffkanalstrahlen von dem Druck des durchlaufenen Heliums wurde auch für verschiedene Werte des Kathodenfalles in der Entladungsröhre, also für verschiedene Geschwindigkeitsbereiche der Kanalstrahlen untersucht. Wie aus der Tabelle I zu entnehmen ist, nimmt zwar für einen Druck von 0,16 mm die Polarisation mit wachsendem Kathodenfall kV zu, aber diese Gesetzmäßigkeit gilt nicht allgemein für alle Drucke. Es mag sein, daß außer der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen auch noch ihre Intensität von Einfluß auf die Polarisation ist; diese aber variiert im allgemeinen mit dem Kathodenfall, welcher die Kanalstrahlen erzeugt.

Bedenkt man, daß sich in der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes mehrere Wirkungen überlagern (Streifung mit freien Elektronen, Streifung mit positiven Ionen und neutralen Gasmolekülen, gaskinetische Zusammenstöße), so versteht man ohne weiteres, daß die Polarisation des Kanalstrahlenlichtes außer von dem Druck auch von der Art des durchlaufenen Gases abhängt. Schon frühere Beobachter[1]) haben dies für den Fall von Wasserstoffkanalstrahlen festgestellt. Wie aus dem Vergleich der Tabellen III und IV mit der Tabelle I hervorgeht, ist die Polarisation der Linien von Wasserstoffkanalstrahlen in Sauerstoff und in Stickstoff in dem Druckbereich 0,005 mm bis 0,6 mm erheblich kleiner als für Wasserstoffkanalstrahlen in Helium.

Tabelle III.

Polarisation von Linien der Wasserstoffkanalstrahlen in Sauerstoff.

p mm	12 kV			20 kV		
	H_α	H_β	H_γ	H_α	H_β	H_γ
0,005	1,10	1,13	1,15	—	—	—
0,02	1,26	1,11	1,14	1,11	0,98	1,01
0,04	1,22	1,19	1,14	—	—	—
0,08	1,14	1,14	1,11	1,12	0,98	0,97
0,16	—	—	—	1,27	1,11	1,12
0,3	1,29	1,31	1,23	—	—	—

Tabelle IV.

Polarisation von Linien der Wasserstoffkanalstrahlen in Stickstoff.

p mm	10 kV		24 kV	
	H_β	H_γ	H_β	H_γ
0,01	1,11 (1)	1,18 (1)	—	—
0,02	1,16 (1)	1,07 (1)	1,07 (1)	1,04 (1)
0,05	—	—	1,01 (1)	1,07 (1)
0,08	1,21 (1)	1,13 (1)	1,02 (1)	0,99 (1)
0,16	1,21 (1)	1,07 (1)	—	—
0,3	1,11 (1)	1,07 (1)	—	—
0,6	—	—	1,16 (1)	1,07 (1)

3. Abhängigkeit von der Serienart.

Wie der Effekt des elektrischen Feldes auf die Linien der Balmerschen Wasserstoffserie enthüllt hat, überlagern sich in ihr mehrere Serien. Infolge dieser Überlagerung lassen sich an den unzerlegten Wasserstofflinien die Anteile der in ihnen überlagerten verschiedenen Serien an der Polarisation der Kanalstrahlenemission nicht unterscheiden. Wie indes der eine[2]) von uns dargelegt hat, sind die Serien gewisser Elemente, so diejenigen des Heliums, spektral analog den in der Balmerschen Serie zusammenfallenden Wasserstoffserien. Der Vergleich der Polari-

1) J. Stark, a. a. O., S. 83.

1) A. Weigl, Ann. d. Phys. **82**, 1, 1927; R. Döpel und R. v. Hirsch, Ann. d. Phys. **82**, 16, 1927.

2) J. Stark, a. a. O., S. 9.

sationen der verschiedenen Heliumserien unter den gleichen Versuchsbedingungen erweckte darum schon früher grundsätzliches Interesse. Es hatte sich ergeben[1]), daß die diffusen Heliumserien in der Emission der Heliumkanalstrahlen erheblich stärker polarisiert sind als die Hauptserien und die scharfen Nebenserien. Indes gründete sich dieses wichtige Ergebnis nur auf wenige Messungen und bedurfte daher der Nachprüfung. Diese ist in der vorliegenden Untersuchung erfolgt, und in den Tabellen V, VI, VII, VIII sind die Werte zusammengestellt, die wir für die verschiedenen bewegten Heliumserien an Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff bei verschiedenen Drucken und bei einem Kathodenfall von 16000 V erhalten haben.

Tabelle V.

Polarisation von ^3P—^3D-Linien der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff.

p mm	5876	4472	4026
0,01	—	1,24 (4)	—
0,03	1,39 (1)	1,17 (2)	1,13 (6)
0,08	—	—	—
0,16	1,20 (11)	1,06 (6)	1,13 (13)

Tabelle VI.

Polarisation von ^1P—^1D-Linien der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff.

p mm	4922	4388	4144
0,03	1,38 (6)	1,37 (5)	1,23 (3)
0,08	1,42 (5)	1,42 (5)	1,27 (5)
0,16	1,20 (11)	1,11 (13)	1,10 (13)

Tabelle VII.

Polarisation von S—P-Linien der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff.

p mm	3889	5016
0,01	1,12 (3)	—
0,03	1,13 (5)	
0,08	—	1,10 (4)
0,16	0,94 (12)	1,06 (6)

Tabelle VIII.

Polarisation von ^3P—^3S-Linien der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff.

p mm	4713	4121
0,03	1,05 (5)	1,00 (5)
0,08	1,07 (5)	0,99 (5)
0,16	1,09 (17)	1,02 (12)

Durch die vorstehenden Tabellen wird folgende Tatsache außer jeden Zweifel gestellt: Sowohl die diffusen Ortho- wie die diffusen Paraserien des Heliums sind in der bewegten Emission der Heliumkanalstrahlen in Wasserstoff erheblich stärker polarisiert als die ersten Glieder der Hauptserien und die scharfe Orthonebenserie. Und zwar ist diese wenigstens bei niedrigem Druck noch schwächer polarisiert als die Linien 3889 und 5016 der Hauptserien, nämlich nahezu unpolarisiert.

Der vorstehende Unterschied der Heliumserien in ihrer Polarisation in den Kanalstrahlen erinnert an den ähnlichen Unterschied in den Größen des Effektes des elektrischen Feldes auf ihre Frequenzen. Es ist nämlich der Effekt des elektrischen Feldes auf die diffusen Ortho- und Paraserien des Heliums erheblich größer als auf die Linien der Hauptserie und der scharfen Nebenserie. Man könnte darum versucht sein, zwischen den beiden Effekten, dem Effekt des elektrischen Feldes und dem Effekt der Polarisation, einen Zusammenhang zu suchen und zu vermuten, daß allgemein die Polarisation von Serienlinien in den Kanalstrahlen um so kleiner ist, je kleiner der Effekt des elektrischen Feldes auf sie ist. Nun ist bekannt, daß der Effekt des elektrischen Feldes auf die Linien positiv geladener Atome (Funkenlinien) sehr klein ist. Wie aber aus den Tabellen IX und X hervorgeht, gibt es Funkenlinien des Sauerstoffes, insonderheit die Linie 4649, deren Polarisation bei der Emission von Sauerstoffkanalstrahlen in Helium einen merklichen Betrag hat, ja die Linie 4267 des einfach positiv geladenen Kohlenstoffatoms zeigt eine Polarisation ihrer Emission an Kohlenstoffkanalstrahlen in Helium, die sehr viel größer ist als die größten bisher beobachteten Werte der Kanalstrahlenpolarisation von Wasserstofflinien.

Tabelle IX.

Polarisation von Funkenlinien der Sauerstoffkanalstrahlen in Helium.

p mm	Spannung	4415	4596	4649
0,08	16 kV	1,04 (1)	1,05 (1)	1,23 (1)
0,16	10 kV	1,14 (1)	1,14 (1)	1,34 (1)

Tabelle X.

Polarisation der Funkenlinie 4267 der Kohlenstoffkanalstrahlen in Helium.

	Als Beimischung zum H-Strahl			Im CO_2-Strahl	
p mm	10 kV	16 kV	23 kV	10 kV	16 kV
0,08	—	1,43 (1)	1,84 (1)	—	—
0,16	1,62 (1)	1,52 (3)	—	2,13 (1)	
0,3	—	1,48 (1)	1,66 (2)	—	1,94 (1)

1) J. Stark, a. a. O., S. 82–84.

Dabei ist der Effekt des elektrischen Feldes auf diese Linie so klein, daß er bis jetzt noch nicht nachgewiesen werden konnte. Bemerkenswert ist, daß die *C*-Linie 4267 nach Fowler[1]) einer Bergmannserie angehört.

Wieweit bei der Polarisation von Linien positiv geladener Atome im Kanalstrahlenleuchten der Umstand mitwirkt, daß die Linienträger eine positive Gesamtladung besitzen, muß vorderhand eine offene Frage bleiben. Die Verschiedenheit der Polarisationen der verschiedenen Heliumserien ist wohl zweifellos eine Folge der Verschiedenheit der Anordnungen der ihnen entsprechenden energetischen stationären Zustände um eine ausgezeichnete Achse des Heliumatoms.

Bei der Durchführung der vorstehenden Untersuchung wurden wir von den Technikern Lesche und Stenzel unterstützt.

1) A. Fowler, Proc. Roy. Soc. London **105**, 299, 1924.

Berlin-Charlottenburg, Mai 1936.

(Eingegangen 20. Mai 1936.)

Über die Umwandlungen des festen Schwefelwasserstoffs.

Von E. Justi und H. Nitka.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Zusammenfassung.

Eine röntgenographische Untersuchung des festen Schwefelwasserstoffs zeigt, daß alle seine drei Phasen dasselbe kubisch-flächenzentrierte Gitter besitzen. Die Gitterkonstante bleibt zwischen 20° und 150° abs. auf weniger als 1 Proz. konstant. Die Gitterkonstante beträgt 5,77 Å, die Dichte bei vier Molekülen in der Elementarzelle 1,17 g/cm³. Im Zusammenhang mit dem bekannten kalorischen Verhalten des festen H_2S kann es sich daher bei seiner α–β- und β–γ-Umwandlung nicht um gewöhnliche Umwandlungen handeln, sondern nur um solche dritter Art. Die Dielektrizitätskonstantenmessungen zeigen im Zusammenhang mit diesen Strukturuntersuchungen, daß hier die Umwandlung dritter Art eine reine Rotationsumwandlung ist. Damit ist gezeigt, daß Umwandlungen höherer Art (Rotationsumwandlungen) mit integralen Umwandlungsenergien $> R \cdot T$ cal/Mol auftreten können.

Der feste Schwefelwasserstoff besitzt nach den kalorimetrischen Untersuchungen von Clusius (1) drei verschiedene Phasen, die im Schaubild der spezifischen Wärme C_p als Funktion der Temperatur T durch beträchtliche Wärmetönungen deutlich gegeneinander abgegrenzt sind (Abb. 1). Die bei den tiefsten Temperaturen beständige α-Phase geht bei 103,6° abs. bei einer Wärmezufuhr von 362,1 cal/Mol in die β-Phase über, die nur in einem verhältnismäßig kleinen Temperaturbereich stabil ist; bei 126,2° abs.

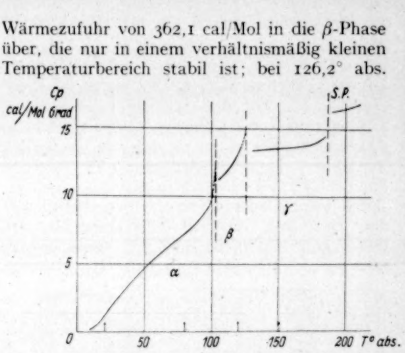


Abb. 1. C_p, T-Kurve des H_2S nach Clusius. Die Pfeile auf der Temperaturachse bezeichnen die Stellen, an denen Röntgenaufnahmen gemacht wurden.

entsteht aus ihr nach einer weiteren Wärmezufuhr von 108,7 cal/Mol der γ-H_2S, der bei 187,2° abs. mit einem Energiebedarf von 568,3 cal/Mol schmilzt. Die beobachteten Umwandlungswärmen werden als latente Wärmen, also als Unterschiede in den Gitterenergien der verschiedenen Phasen gedeutet, und dementsprechend sollten diese Phasen nach Clusius verschiedene Kristallstrukturen besitzen. Der Verlauf der C_p, T-Kurve schien uns zwangloser so erklärt zu werden, daß nicht nur unterhalb von 126,2°, sondern auch von 103,6° echte Maxima der spezifischen Wärme auftreten, die man zu Unrecht als verschmierte latente Wärme ansieht; energetisch hätte man es dann nicht mit einer Phasenumwandlung erster Art zu tun, bei der sich die beiden Phasen in den ersten Abgeleiteten des thermodynamischen Potentials nach Druck und Temperatur (Entropie und spezifisches Volumen) unterscheiden, sondern mit einer solchen dritter Art, bei der sich die dritten Ableitungen (Temperatur- und Druckkoeffizienten der spezifischen Wärme und Kompressibilität) unstetig ändern (2). Die Möglichkeit, daß es sich um gewöhnliche Phasenumwandlungen (1. Art) handelt, kann ausgeschlossen werden, falls alle Phasen dasselbe Kristallgitter besitzen, da in diesem Falle latente Wärmen als Unterschiede in den Gitterenergien nicht auftreten können. In diesem Zusammenhang haben wir bei verschiedenen Temperaturen die Kristallstruktur des festen H_2S untersucht, worüber wir im folgenden berichten.

Versuchsanordnung.

Für unsere Messungen verwendeten wir zwei verschiedene Arten von Debye-Scherrer-Kammern (Durchmesser 70 mm), die beide einen tief

abkühlbaren Metallstift besaßen, an dem das H_2S-Gas kondensieren konnte, um bei der gewünschten tiefen Temperatur mit Röntgenstrahlen untersucht zu werden. Die eine dieser Kammern wurde bei den Siedetemperaturen des Wasserstoffes (20,4°), des Stickstoffes (77,8°) und des Sauerstoffes (90,1°) benutzt; da hierbei der Metalldorn in ausschließlichem thermischem Kontakt mit der Badflüssigkeit steht und dadurch praktisch deren Temperatur annimmt, war eine besondere Messung der Temperatur des festen H_2S überflüssig. Die Apparatur besteht gänzlich aus Metall (Abb. 2). Das Metalldewar-

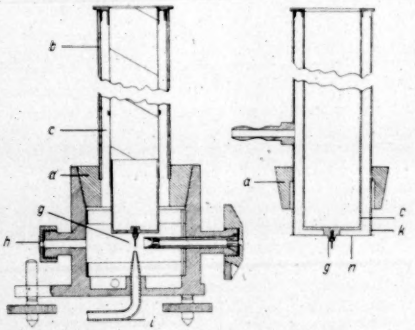


Abb. 2. Debyekammer mit zwei verschiedenen Einsätzen (Metalldewargefäße).

gefäß, dessen Außenmantel b aus Messingrohr von 1 mm Dicke besteht, wurde auf die eigentliche Kammer, die den Film, die Blenden und den Einlaß für den H_2S enthält, mit einem gefetteten Schliff a aufgesetzt. Auch das innere Rohr c des Metalldewargefäßes ist im unteren Teil aus Messing angefertigt; der obere Teil besteht aus dünnem Neusilber (0,05 mm Dicke), um die Wärmezufuhr vom oberen Rohrende zum Kältebad herabzusetzen[1]). Dieser obere Rohrteil wurde aus einem 20 mm breiten Neusilberfoliestreifen spiralig gerollt, gelötet und mit zwei Versteifungsringen versehen. Zwei Hebel aus Rundmessing dienen als Handhaben beim Herausdrehen des Metalldewargefäßes aus dem Schliff. Die Röntgenstrahlen einer Siemens-Feinstrukturröhre mit *Cu*-Antikathode treten durch die mit Zellophan (0,05 mm Dicke) und *Ni*-Filter verschlossenen Bleiblenden von 1,5 mm Bohrung ein und werden an dem mit H_2S bedeckten *Cu*- oder *Al*-Stift gestreut, der in dem Boden des Dewargefäßes eingeschraubt ist. Das Fenster bei h erlaubt, mit einem Fluoreszenzschirm den Strahlengang und die Bedeckung des Stäbchens mit Kondensat zu prüfen. Als Einlaß für den H_2S dient das zu einer feinen Spitze ausgezogene Glasrohr i, das in den Boden der Kammer eingesiegelt ist; es bildet die Verbindung zum H_2S-Vorratskolben und zum P_2O_5-Gefäß, das sich zur Austrocknung der Metallapparatur als unentbehrlich erwies. Ein weiterer Glasstutzen führt zur Diffusionspumpe und zum Mc Leod.

Während diese Versuchsanordnung, wie oben erwähnt, an den Siedetemperaturen ausreichte, mußte für die Messungen bei höheren Temperaturen 1. die Temperatur des Kondensats genau gemessen und 2. dafür gesorgt werden, daß nicht das Kondensat mit seinem schon merklichen Dampfdruck nach anderen Stellen der Apparatur fortsublimierte. Die Abb. 2b zeigt, wie das vorher beschriebene Metalldewargefäß abgeändert werden mußte, um diesen Anforderungen zu genügen. Man erkennt wieder den Metallschliff, mit dem das Gefäß auf die eigentliche Kammer aufgesetzt wird. Das innere Rohr c, in das das Kältebad eingefüllt wird, ist hier an seinem unteren Teil mit einem weiteren Messingrohr k umgeben, das unten mit einem kreisrunden Neusilberblech n von 0,05 mm Dicke abgeschlossen ist. Der Kupferdorn ist vakuumdicht durch das Neusilberblech durchgeführt und verlötet; das äußere Rohr und das Blech sind überall wärmer als der Kupferstift, der infolgedessen praktisch allein vom Kondensat bedeckt wird. Die Temperaturmessung mit einem am unteren Ende des Stiftes angelöteten Thermoelement zeigt, daß der Kupferdorn durch die durch das Neusilberblech zuströmende Wärme etwa 30° höher temperiert wird als das Bad in c. Infolgedessen kann man den Schwefelwasserstoff bequem auf Temperaturen von 110° bis 120° halten, also im Temperaturbereich der β-Phase, wenn man in c stickstoffreiche oder sauerstoffreiche flüssige Luft ($T = 78°$–$90°$ abs.) einfüllt. Für die Aufnahmen an der γ-Phase wurde das Dewargefäß c mit Petroläther gefüllt und dieser mit der von Henning (3) beschriebenen Anordnung durch Verdampfen von flüssiger Luft in einem eingetauchten kupfernen Spiralrohr unter fortwährendem Rühren mit einem Turbinenrührer abgekühlt.

Temperaturmessung.

Die Temperatur wurde mit einem am Kupferdorn g angelöteten Kupfer-Konstantan-Thermoelement, dessen andere Lötstelle sich in Eis befand, gemessen. Die Thermokraft wurde mit dem fünfdekadigen Dießelhorst-Kompensator am Weston-Normal-Element bestimmt; bei dem kleinen Stabilitätsbereich der β-Phase von nur

1) Es spricht für die Güte des Gefäßes, daß wir für eine dreistündige Aufnahme nur 2 Liter flüssigen Wasserstoff verbrauchten.

23° erschien die an sich einfachere Spannungsmessung mit dem Millivoltmeter als zu ungenau. Eine besondere Eichung des Thermoelements war unnötig, nachdem die Vergleichsmessungen von Giauque und Mitarbeitern (4), sowie Aston, Willihnganz und Messerly (5) gezeigt haben, daß die EMK. der verschiedensten Konstantansorten um höchstens $7{,}5 \cdot 10^{-6}$ Volt, entsprechend 0,2° differieren.

Darstellung und Reinigung des H_2S.

Für unsere Messungen benutzten wir Schwefelwasserstoff, den uns K. Clusius[1]) zur Verfügung gestellt hatte. Außerdem verwendeten wir selbsthergestelltes Gas, das wir nach dem von Clusius angegebenen Verfahren (1) darstellten und reinigten. Beide Gase stimmten im Tripelpunktdruck innerhalb von 0,1 mm *Hg* überein und lieferten identische Röntgenogramme. Da das Gas mit dem Metall der Apparatur reagierte, wie ein dunkler Hauch auf den Metallteilen zeigte, verwandten wir zu den Aufnahmen jeweils neue Gasproben.

Photomaterial.

Besondere Mühe verwandten wir darauf, die Verschleierung der photographischen Emulsion durch den H_2S zu bekämpfen, die nach Angabe der Agfa schon bei einem H_2S-Gehalt der Luft von 1:500000 auftritt. Durch Verwendung eines Schleußner-Röntgenfilms, den wir zuerst mit einer Schutzhülle von schwarzem Papier und dann noch mit einer Tasche aus Zellophan dicht umklebten, gelang es uns, die allgemeine Schwärzung und die besonders störenden Schlieren soweit zu vermindern, daß man auch schwache

Abb. 3. Debyeaufnahme der β-Phase des H_2S.

Linien noch deutlich sehen und sogar ausmessen kann. Die Abb. 3 zeigt, was sich auf diese Weise erreichen ließ.

Versuchsergebnisse.

Die ersten Aufnahmen bei der Temperatur des siedenden Stickstoffes und Sauerstoffes lieferten Diagramme, die mit denen von Vegard (6) und von Natta (7) genau übereinstimmten; um die Ansicht von Clusius, diese Struktur gehöre nicht dem α-, sondern dem β-H_2S an, zu prüfen, haben wir auch eine Aufnahme bei 20,4° abs. gemacht, die dasselbe Ergebnis lieferte. Damit ist gezeigt, daß der α-Schwefelwasserstoff tatsächlich kubisch flächenzentriert ist. Die weiteren Aufnahmen bei 120° und 155° abs. ergeben für den β- und den γ-H_2S identische Diagramme; danach sind nicht nur die Gitter aller drei Phasen kubisch-flächenzentriert, sondern es tritt darüber hinaus bei den Umwandlungen bei 103,6° und 126,2° keine Gitteraufweiterung > 1 Proz. auf. In der folgenden Tabelle I geben wir als Beispiel die Auswertung der in Abb. 3 wiedergegebenen Aufnahme am β-H_2S wieder.

Tabelle I.

$\sin^2\vartheta$	hkl	a in Å
0,051	111	5,91
0,067	002	5,94
0,140	022	5,82
0,194	113	5,80
0,213	222	5,78
0,286	004	5,75
0,340	313	5,76
0,358	024	5,75
0,429	224	5,76
0,482	333	5,77
	115	
0,633	244	5,79

$(5{,}77 \pm 0{,}03)$ Å

Bei der Mittelwertbildung fanden die beiden obersten Werte in der Tabelle wegen der Ungenauigkeit der Winkelmessung keine Berücksichtigung.

Die Gitterkonstante des kubisch-flächenzentrierten Gitters beträgt nach unseren Messungen übereinstimmend in der α-, β- und γ-H_2S-Phase $(5{,}77 \pm 0{,}03)$ Å. Bei 4 Molekülen in der Elementarzelle bestimmt sich die Dichte zu 1,17 g/cm³. Eine größere Genauigkeit ließ sich bei den Messungen nicht erreichen, da die Dicke der auf dem Metallstift kondensierten H_2S-Schicht und damit die Absorptionskorrektion nicht mit Sicherheit bekannt war. Die H_2S-Schicht besaß schätzungsweise eine Dicke von 0,5–1,0 mm über dem 1 mm starken Metallstift. Auch wurde aus Intensitätsgründen eine verhältnismäßig weite Lochblende zur Ausblendung des Primärstrahles benutzt, was ebenfalls eine kleine Ungenauigkeit bei der Ausmessung der Linien bedingt. Die Aufnahmen zeigen ferner einen Teil der Metallstiftreflektionen, die zur Eichung benutzt werden können.

Besprechung der Versuchsergebnisse.

Das Ergebnis, daß alle drei Phasen des festen Schwefelwasserstoffes dasselbe Kristallgitter besitzen, schließt die bisherige Annahme aus, daß es sich hier um gewöhnliche Phasenumwandlungen handelt; es kann somit nur eine Umwandlung höherer Art vorliegen. Von diesen scheidet wiederum die Umwandlung zweiter Art aus, da sie im allgemeinen Falle nach Justi und v. Laue (2) im Widerspruch zum zweiten

[1]) Herrn Prof. Clusius sei auch an dieser Stelle verbindlichst gedankt.

Hauptsatz stehen würde. Die steilen Maxima der spezifischen Wärme an den Umwandlungspunkten sind überdies bei einer Umwandlung zweiter Art von dem an sich möglichen „Gabelungstyp" durchaus unverständlich, während sie für eine Umwandlung dritter Art kennzeichnend sind, wie die Kurve der freien Enthalpie als Funktion der Temperatur anschaulich zeigt (2). Daß die Umwandlungen sich unterkühlen lassen (10), beweist ferner, daß es sich nicht um Umwandlungen in homogener Phase, sondern um echt heterogene Phasenumwandlungen handelt: denn sonst dürften nicht bei demselben Wertepaar p, T zwei verschiedene Zustände, der unterkühlte und der stabile auftreten. Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß die α—β- und die β—γ-Umwandlungen des festen H_2S heterogene Phasenumwandlungen dritter Art sind. Demnach ist die C_p-Kurve unterhalb von 103,6° so zu interpolieren, daß sie hier wie unterhalb von 126,2° ein Maximum zeigt.

Dieses Verhalten des Schwefelwasserstoffes besitzt deshalb allgemeinere Bedeutung, weil es die Ansicht (8, 9) widerlegt, die molekular als „Rotationsumwandlungen" zu deutenden Umwandlungen höherer Art könnten nur dann vorliegen, wenn der Energiebedarf der Umwandlung nicht wesentlich größer als $R \cdot T$ cal/Mol entsprechend der Umlagerung eines Freiheitsgrades sei. Die Größe der $\alpha \rightarrow \beta$-Umwandlungswärme von $362{,}1 \sim \frac{7}{2} \cdot R \cdot T$ cal/Mol überschreitet diesen Wert beträchtlich, weshalb bisher hier die Kopplung der Rotationsumwandlung mit einer Gitteränderung angenommen wurde.

Gerade in diesem Falle ist nun erstmalig die molekulare Deutung einer Umwandlung dritter Art als reiner Rotationsumwandlung vollständig gelungen; denn wenn die vorliegenden Untersuchungen eine Gitterumwandlung ausschließen, so zeigen die Dielektrizitätskonstanten-Messungen von C. P. Smyth (10) (Abb. 4), daß beim Übergang von der α- zur β-Phase der eingefrorene permanente Dipol frei zu rotieren beginnt und eine weitere Anomalie der DK. am $\beta \rightarrow \gamma$-Umwandlungspunkt läßt auf eine weitere Änderung des Rotationszustandes bei dieser Temperatur schließen. Für die Molekulartheorie bietet sich hier die bisher ungelöste Aufgabe, den unerwartet hohen Energiebedarf der Rotationsumwandlung quantitativ zu klären.

Bemerkenswert ist ferner die geringe Volumänderung, die der H_2S zwischen 20° und 150° abs. erfährt, und die trotz der Umwandlungen mit ihrem beträchtlichen Energiebedarf weniger als 3 Proz. ausmacht; auf den entsprechenden Befund von Heuse (11) an der bekannten Methanumwandlung bei 20,4° hat Clusius (12) bereits hingewiesen. Die Erklärung scheint uns hier einfach die zu sein, daß die Elementarzelle des H_2S mit einer Gitterkonstanten von 5,77 Å verhältnismäßig groß ist, und daß sie daher für die beginnenden Rotationen ausreichenden Platz bietet, im Gegensatz etwa zur $\beta \rightarrow \gamma$-Umwandlung des O_2 bei 44°, wo nach Clusius die Gitteränderung durch den Platzbedarf bei der beginnenden Rotation der Moleküle und der daraus folgenden Gitteraufweitung bedingt ist.

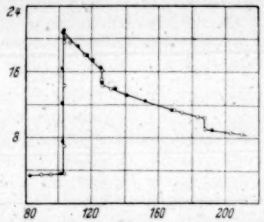


Abb. 4. Dielektrizitätskonstante des H_2S in Abhängigkeit von der Temperatur (nach Smyth und Hitchcock).

Anmerkung bei der Korrektur: Bei einer Nachprüfung der Clusiusschen Vermutung, Vegard habe ebenso wie Natta die β-Phase untersucht, finden wir, daß nach Vegards Angaben (Zeitschr. f. Phys. **58**, 499, 1929) das Temperaturgefälle an seinem Kondensationsstift verschwindend klein ist; diese Feststellung kann leicht nachgerechnet werden. Somit kann es kaum einem Zweifel unterliegen, daß schon Vegard für die α- und Natta für die β-Phase dieselbe Struktur ermittelt haben.

Literaturverzeichnis.

1) K. Clusius, Göttinger Nachr., Gr. III, 171, 1933; Zeitschr. f. El.-Chem. **39**, 598, 1933. K. Clusius u. A. Frank, Naturwiss. **24**, 62, 1936.
2) E. Justi und M. v. Laue, Physik. Zeitschr. **35**, 945, 1934.
3) F. Henning, Zeitschr. f. Instr.kde **33**, 33, 1913.
4) W. F. Giauque, R. N. Bussington und W. A. Schulze, Journ. Am. Chem. Soc. **49**, 2343, 1927.
5) J. G. Aston, E. Willihnganz und C. H. Messerly, Journ. Am. Chem. Soc. **57**, 1642, 1935.
6) L. Vegard, Nature **126**, 916, 1930.
7) G. Natta, Atti della R. A. dei Lincei Ser. 6 **9**, 679, 1930.
8) K. Clusius, Physik. Zeitschr. **35**, 953, 1934.
9) A. Eucken, Physik. Zeitschr. **35**, 954, 1934.
10) C. P. Smyth und C. S. Hitchcock, Journ. Am. Soc. **56**, 1084, 1934.
11) W. Heuse, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **147**, 282, 1930.
12) K. Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **23**, 213, 1933.

Berlin-Charlottenburg, 14. Mai 1936.

(Eingegangen 20. Mai 1936.)

Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde.

Von E. Gehrcke.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

In der Physik tritt seit längerer Zeit eine Richtung hervor, die unsere Wissenschaft so verwickelt und in vieler Hinsicht so unanschaulich erscheinen läßt, daß man glauben könnte, die Physik sei nur ein Tummelplatz von komplizierten Abstraktionen, auf dem die erdachten, abstrakten Dinge die Hauptsache sind und nicht die naturwissenschaftlichen Erfahrungstatsachen. Mit anderen Worten: der Unterschied zwischen Beschreibungsmittel und Beschreibungsgegenstand ist verwischt worden.

Andererseits haben einige Wenige, besonders Lenard[1]), den Standpunkt vertreten, daß alle wertvollen physikalischen Erkenntnisse sich einfach darlegen lassen, weil sie einfach sind. Das für verwickelt Gehaltene ist nur deshalb verwickelt, weil die einfache und klare Erkenntnis fehlt oder erst erarbeitet werden muß. Oft sind es paradoxe Formulierungen von erstaunlich einfachen Tatbeständen, die zur Verwicklung beitragen. Dessen wurde ich mir zum ersten Male bewußt, als ich im Jahre 1901 im Laboratorium von Lummer in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt einen Apparat sah, der innen und außen aus lauter rein weißen Rohren bestand und über den mir die Auskunft erteilt wurde: „Das ist ein schwarzer Körper!" Hier liegt ein Problem vor! sagte ich mir; dieses noch der Lösung harrende, wissenschaftspsychologische Problem besteht darin, daß man in paradoxer, gekünstelter Ausdrucksweise über einen Tatbestand redet, der sich auch einfach, verständlich und klar ausdrücken läßt. Besonders deutlich tritt die Neigung zu verwickelter und paradoxer Ausdrucksweise auch im Gebiet der Energieverteilung der schwarzen Strahlung zutage. Heute, wo weitgehend ein gewisser Abschluß hierüber erreicht und im Streit der Meinungen eine Beruhigung eingetreten ist, lassen sich objektiv einfache Linien ziehen, die das Werden dieses Gebietes kennzeichnen und dadurch zu seinem Verständnis beitragen.

Die Energieverteilung des schwarzen Körpers ist ein Forschungsgegenstand, auf den eine Unsumme von Arbeit verwendet worden ist; eine kurze Darstellung davon habe ich in Band 2 meines Handbuches der physikalischen Optik S. 846 ff. (vgl. auch S. 1033) gegeben. Diese Darstellung soll hier nicht wiederholt, sondern ergänzt werden. Die für richtig gehaltene, d. h. innerhalb der heutigen Beobachtungsfehler gültige Energieverteilungsfunktion ist nicht etwa theoretisch vorausgesagt, sondern als ein äußerst überraschendes Ergebnis experimentell gefunden worden, und zwar in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, wo vor allem Kurlbaum, Lummer und Pringsheim die betreffenden experimentellen Forschungen anstellten. Lummer war es, der zuerst die Meinung gefaßt und auch öffentlich vertreten hat, daß die bis dahin als allgemein gültig angenommene Wiensche Energieverteilungsfunktion die Tatsachen nicht genau wiedergibt. Die Wiensche Formel gilt um so ungenauer, je größer die Wellenlänge ist, während die Rayleighsche Formel umgekehrt bei den kurzen Wellen versagt. Die Feststellung Lummers, der gemeinsam mit Pringsheim die entscheidenden Messungsreihen anstellte, erforderte viel Mut. Er fand bei seinen Fachgenossen wenig Glauben, und auch Planck nahm zugunsten der damals geltenden Ansicht gegen die experimentellen Befunde Stellung und erklärte z. B. die Gültigkeit der Wienschen Formel für ebenso weitgehend wie die Gültigkeit des zweiten Hauptsatzes der Wärmelehre[1]). Erst als das Beobachtungsmaterial nachgerade erdrückend wurde, fing man an, an der Wienschen Gleichung zu zweifeln. Planck ließ sich die neuesten Messungsergebnisse von Lummer kommen, um zu probieren, wie diese sich in eine Interpolationsformel kleiden ließen. Lummer, der mir des öfteren seinen diesbezüglichen Briefwechsel mit Planck gezeigt hat, pflegte mit Pringsheim die Beobachtungen graphisch darzustellen, und so haben sie auf diesem Wege als erste die richtige Energieverteilung gefunden. Die physikalische Entdeckung der Energieverteilung ist also das Verdienst von Lummer und Pringsheim, und deshalb hätte man eigentlich von einer Lummer-Pringsheimschen Energieverteilung reden müssen, denn die Einkleidung der Kurve in einen analytischen Ausdruck ist nur mathematisches Beiwerk. Es ist charakteristisch für die Physik der vergangenen Epoche, daß sie das elementar-mathematische Beiwerk von Planck höher einschätzte als die ursprüngliche, grundlegende physikalische Entdeckung von Lummer und Pringsheim. Das kommt u. a. in der Bezeichnung „Planck sche Spektralgleichung" und nicht „Lummer-Pringsheimsche Energieverteilung" zum Ausdruck. In dem emsigen Bemühen, einen analytischen Ausdruck für die Verteilungskurve zu finden, stellten der Mathematiker Jahnke, ferner Max Thiesen von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und

1) Ph. Lenard, Deutsche Physik **1**, 12, 1936.

1) Ann. d. Phys. **1**, 118, 1900.

schließlich auch Planck Formeln auf. Letzterer nahm eine Korrektion der Wienschen Gleichung vor, indem er den Wienschen Ausdruck:

$$\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda\vartheta}}$$

durch eine Reihenentwicklung aus lauter Wienschen Ausdrücken mit steigenden Potenzexponenten ergänzte, nämlich:

$$\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \left(e^{-\frac{c_2}{\lambda\vartheta}} + e^{-\frac{2c_2}{\lambda\vartheta}} + e^{-\frac{3c_2}{\lambda\vartheta}} + \cdots \right).$$

Diese geometrische Reihe läßt sich leicht summieren und führt dann zu dem bekannten Ausdruck:

$$\frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda\vartheta}} - 1}.$$

Erst als dieser, die Beobachtungen genauer als die früheren wiedergebende analytische Ausdruck gefunden war, suchte man nach seiner theoretischen Ableitung und Begründung. Hierüber ist das Nähere l. c. S. 851 usw. einzusehen. Es ist interessant, daß die inneren Widersprüche in der von Planck versuchten theoretischen Ableitung von dem französischen Mathematiker Poincaré auf einem Fachkongreß in die pikante Form gekleidet wurden: Wenn man, wie in der Ableitung Plancks, zwei einander widersprechende Annahmen in eine Theorie einführt, so kann man alles ableiten. Auf diesen „schwachen Punkt" in Plancks Ableitung hat auch Debye[1]) hingewiesen.

1) Ann. d. Phys. **33**, 1427, 1910.

(Eingegangen 3. April 1936.)

Bemerkung zu dem vorstehenden Artikel von E. Gehrcke: „Wie die Energieverteilung der schwarzen Strahlung in Wirklichkeit gefunden wurde".

Von P. Debye

Meine Meinung über die Bedeutung der Arbeiten von M. Planck deckt sich keineswegs mit der des vorstehenden Artikels. Ich werde zitiert, weil ich die Meinung ausgesprochen habe, daß vom Standpunkte der Logik aus gesehen und gestützt auf die damaligen Kenntnisse die Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nicht einwandfrei ist. Das ist richtig. Aber gerade in diesem Umstand erblicke ich ein großes Verdienst. Es gehörte viel Mut und ein inniges Mitfühlen mit der Natur dazu, alle Hemmungen zu überwinden und uns die Idee des Energie- und Wirkungsquantums zu geben. Das war wirkliche theoretische Physik, die auch ich gerne der mathematischen Physik vorziehe. Wie glänzend die Entwicklung Planck Recht gegeben hat, macht man sich übrigens am besten klar, indem man sich vorzustellen versucht, wie arm die heutige Physik wäre ohne das Plancksche Wirkungsquantum.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik.

(Eingegangen 4. Mai 1936.)

Über die Wärmeverluste heißer Körper in Gasen von verschiedenen Drucken und ihre Verwendung zur Messung von Gasdrucken.

Von Th. Haase, G. Klages und H. Klumb.

In einer früheren Untersuchung[1]) haben wir die Verwendbarkeit von Bimetallbändern bei der Messung niederer Gasdrucke untersucht. Bei diesen Messungen ergaben sich insbesondere bei der Messung höherer Drucke einige Anomalien, die es wünschenswert erscheinen ließen, die Einflüsse der Übertemperatur, der Strahlungseigenschaften und der freien Konvektion im Gas auf die Wärmeverluste heißer Körper in verdünnten Gasen zu untersuchen.

Es wurde hierbei ein Verfahren benutzt, wie es ähnlich von W. Voege[2]) und W. Rohn[3]) bei der Messung von Gasdrucken verwandt wurde. Die verwendete Apparatur zeigt Fig. 1: Zwei Stäbe a_1 und a_2 tragen im Innern eines mit Temperaturbad versehenen Glasgefäßes R von 20 mm Weite ein Konstantanband H von 0,72 mm Breite, 0,05 mm Dicke und 49 mm Länge. Das Band war bei einigen Versuchen V-förmig angeordnet, zum Teil auch im Innern des Rohres gradlinig parallel zur Rohrachse ausgespannt. In der Mitte des Heizbandes war die Lötstelle eines dünndrähtigen Eisen-Konstantan-Thermoelementes T angeschweißt. Das Heizband wurde mit Wechselstrom von 50 Hertz geheizt und die Heizleistung gemessen. Die Temperatur wurde mit dem Thermoelement und Drehspulgalvanometer festgestellt. Zum Evakuieren der Apparatur diente eine dreistufige Hg-Diffusionspumpe und eine rotierende Ölpumpe. Die Drucke wurden mit dem MacLeod-Manometer gemessen, Drucke oberhalb 1 mm mit einem abgekürzten Quecksilbermanometer,

1) H. Klumb und Th. Haase, Physik. Zeitschr. **37**, 27–32, 1936.
2) W. Voege, Physik. Zeitschr. **7**, 498, 1906.
3) W. Rohn, Zeitschr. f. Elektro-Chem. **20**, 539, 1914.

Drucke oberhalb 10 cm mit einem gewöhnlichen Quecksilbermanometer mit etwa 7 mm Rohrweite. Dämpfe wurden mit Kohlensäure-Azetongemisch ausgefroren. Um das Eindringen von

Fig. 1. Meßanordnung.

Dichtungsfetten in den Rezipienten zu verhindern, wurde ein *Ka*-Schliff mit Ringnut der Firma K. W. Heinz, Stützerbach, verwendet[1]).

Gemessen wurde die Temperatur des Heizbandes bei einer gegebenen Heizleistung als Funktion des Druckes in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure. Während der Messung wurde durch ein Temperaturbad die Wandung des Rezipienten auf konstanter Temperatur, meist 0°, gehalten.

Die Resultate.

a) Niedere Drucke.

Fig. 2 zeigt die thermoelektrisch gemessene Temperatur des Heizbandes als Funktion des Gasdruckes in Luft im Druckgebiet von $1 \cdot 10^{0}$ — $1 \cdot 10^{-4}$ mm Quecksilbersäule und verschiedenen Heizleistungen bei einer Außentemperatur von 20°,

Kurve *a*: 0,014 Watt (*t* max. 48°).
Kurve *b*: 0,226 Watt (*t* max. 314°).
Kurve *c*: 0,98 Watt (*t* max. 508°).

Als Abszisse ist der Gasdruck in Millimeter Quecksilber, als Ordinate der Ausschlag des am Thermoelement liegenden Galvanometers aufgetragen. Durch Einschalten von Vorschaltwiderständen am Galvanometer wurde die Empfindlichkeit des Gerätes jeweils so eingestellt, daß der maximale Ausschlag (beim Gasdruck 10^{-5} mm) für die verschiedenen Heizleistungen gleich groß war, wodurch die zeichnerische Darstellung der Kurven und ihre Vergleichbarkeit erleichtert wird.

Man erkennt aus den Kurven einmal, daß die beschriebene Vorrichtung zur Druckmessung im Gebiet von 10^{0}—10^{-4} mm Quecksilbersäule brauchbar ist und ferner, daß die Empfindlich-

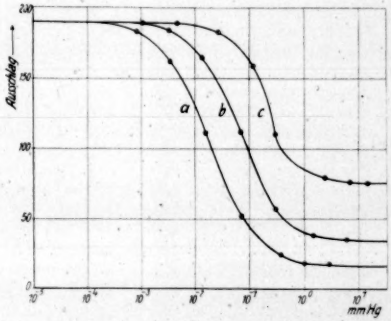


Fig. 2. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes in Luft für verschiedene Heizleistungen (niedrige Drucke).

keit um so größer ist, je kleiner die Heizleistung, d. h. je kleiner die Übertemperatur ist.

Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit der Heizbandtemperatur vom Druck für verschiedene Gase. *a* für Wasserstoff, *b* für Luft, *c* für Kohlensäure.

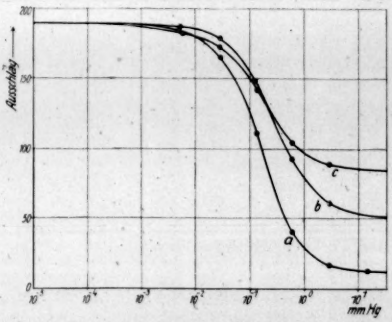


Fig. 3. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes mit 0,98 Watt Heizleistung für H_2 (*a*), Luft (*b*), CO_2 (*c*).

Alle Kurven sind aufgenommen für eine Heizleistung von 0,98 Watt, die maximale Temperatur betrug hierbei im Mittel 447°. Die Kurven lassen erkennen, daß die Temperaturänderung

[1]) H. Klumb, Th. Haase, loc. cit.

mit dem Druck um so kleiner ist, je höher das Molekulargewicht des verwendeten Gases ist.

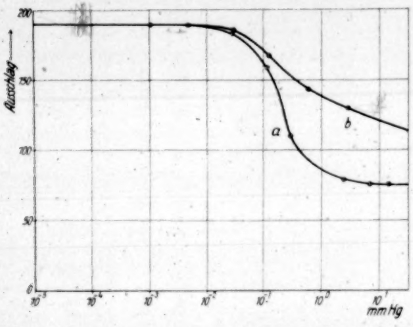


Fig. 4. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes an geschwärzten Bändern für 0,11 und 2,09 Watt Heizleistung.

Zur Ermittlung des Einflusses der Strahlung auf die Kurvenform wurde das Band geschwärzt. Fig. 4 zeigt die Ausschläge des Galvanometers als Funktion des Gasdruckes für Luft, und zwar Kurve *a* für eine Heizleistung von 0,11 Watt (38°), Kurve *b* für eine Heizleistung von 2,09 Watt (504°). Aus den Kurven ist zu entnehmen, daß der Einfluß der Schwärzung (höherer Strahlungsverlust) im wesentlichen darin besteht, die Kurve nach höheren Drucken zu verschieben. So liegt beispielsweise der Wendepunkt der Kurve für das blanke Band bei einer Heizleistung von 0,014 Watt, bei einem Druck von $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ mm, für das geschwärzte Band bei einer Heizleistung von 0,011 Watt bei $3{,}5 \cdot 10^{-2}$ mm. Zugleich wird der maximale Ausschlag des Galvanometers bei einer Druckänderung von 10 mm auf 10^{-5} mm beim geschwärzten Band kleiner als beim blanken (bei gleicher Heizleistung).

Diese Resultate gestatten es, einige Regeln abzuleiten, die zur Erzielung maximaler Empfindlichkeiten von thermischen Druckmeßgeräten notwendigerweise innegehalten werden müssen:

1. Die Temperatur des Heizbandes soll möglichst niedrig sein.
2. Strahlungsverluste sollen möglichst klein gehalten werden. Dies empfiehlt die Verwendung von Bändern mit völlig blanken Oberflächen.

Zur Ermittlung des Einflusses, den der Abstand des Heizbandes von der Wandung des Rezipienten hat, wurde bei einem zweiten Gerät das Heizband der Wandung auf einen mittleren Abstand von etwa 0,7 mm genähert. Die mit diesem Heizband gefundenen Werte stimmten mit geringen Abweichungen mit den Werten überein, welche mit einem in der Rohrmitte liegenden Heizband aufgenommen worden waren. Nur in dem nach höheren Drucken zu liegenden Teil der Kurve beginnt bei kleinerem Abstand des Bandes von der Wand die Kurve schon bei wesentlich höheren Drucken anzusteigen, so daß der Anstieg in einem Gerät mit 5 mm Abstand des Bandes von der Wand bei etwa 1 mm beginnt, bei einem Gerät dagegen, bei welchem der Abstand im Mittel nur 0,72 mm beträgt, bereits bei 10 mm. Man hat es daher in der Hand, durch Wahl geeigneter Abstände des Heizbandes von der Wand den Verlauf der Kurve im unteren Teil in geeigneter Weise zu bestimmen.

b) Höhere Drucke.

Kurven 3*c*, 2*c*, insbesondere 4*b* zeigen die Tatsache, daß sich bei hohen Bandtemperaturen das Gebiet, in dem eine Abhängigkeit der Wärmeverluste des Bandes vom Gasdruck sich bemerkbar macht, nach höheren Drucken zu verschiebt. Diese Erscheinung wurde eingehend untersucht. Die Fig. 5, 6 und 7 zeigen die Abhängigkeit der Bandtemperatur bei konstanter Heizung vom

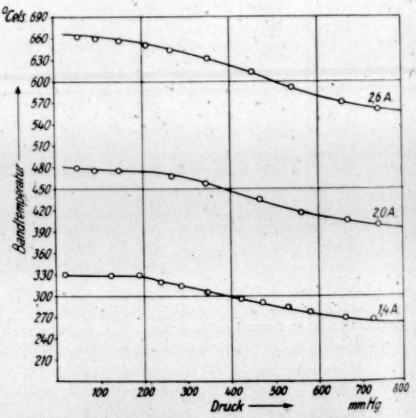


Fig. 5. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes für hohe Drucke in Luft bei verschiedenen Heizleistungen.

Druck in Luft (Fig. 5), CO_2 (Fig. 6) und Wasserstoff (Fig. 7). Die Kurven *a*, *b*, *c* in jeder Figur gelten für verschiedene Heizstromstärken. Mit wachsenden Heizstromstärken tritt, wie die

Kurven zeigen, die Abhängigkeit der Temperatur vom Druck schon im Gebiet von 800 mm Quecksilbersäule bis 50 mm Quecksilbersäule

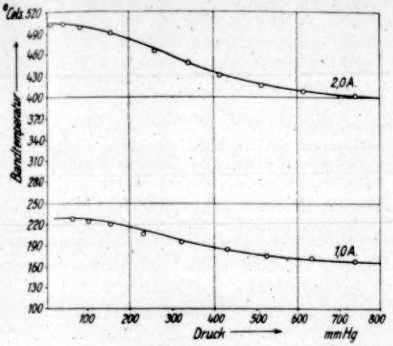


Fig. 6. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes für hohe Drucke in CO_2 bei verschiedenen Heizleistungen.

immer ausgeprägter hervor, so daß bei Bandtemperaturen oberhalb 400° die Bandtemperatur als Maß für den Druck benutzt werden kann. Die auftretenden Wärmeverluste ergeben sich in einem Bereich von 100–350° bei 760 mm Druck

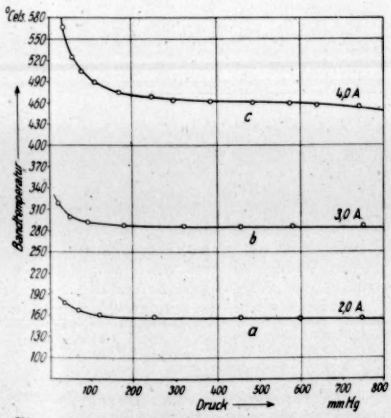


Fig. 7. Heizbandtemperatur als Funktion des Gasdruckes für hohe Drucke in Wasserstoff bei verschiedenen Heizleistungen.

in erster Annäherung proportional der Temperatur des Bandes.

Die Ursache für diese Erscheinung ist in der im Gas sich bildenden freien Konvektion zu suchen, wie sie von J. Langmuir an glühenden Drähten[1]), ferner von L. V. King[2]), A. H. Davis[3]) und I. S. G. Thomas[4]) bei Untersuchungen in strömenden Gasen beobachtet worden ist. Die Größe der Konvektionsverluste ist eine Funktion der Dichte des Gases, und zwar dürfte in unserem Spezialfall nach L. V. King noch die Abhängigkeit mit der Wurzel aus der Dichte anzunehmen sein. Desgleichen ist eine Abhängigkeit von der Strömungsform (Turbulenz) zu erwarten, die sich insbesondere auf die Wärmeübergangszahl Band – Gas auswirken wird und die Ursache für die zunächst unerklärliche Druckunabhängigkeit der Konvektionsverluste in bestimmten Druckbereichen sein könnte. Ferner ist die Größe der Konvektionsverluste bestimmt durch die Strömungsgeschwindigkeit des Gases, bei dem hier vorliegenden Fall der freien Konvektion daher durch den Dichteunterschied des Gases in unmittelbarer Nähe des Heizbandes und in der Nähe der gekühlten Wandung des Rezipienten. Die Wärmeverluste durch Konvektion werden daher eine Funktion des Gasdruckes sein und mit wachsender Übertemperatur des Bandes immer stärker hervortreten. Bei unserer Anordnung (vertikales Band in einem Rohr von 20 mm Weite) machen die Konvektionsverluste bei einer Bandtemperatur von 260° etwa 20 Proz. der gesamten Wärmeverluste des Bandes aus. Zur Ermittlung des Einflusses der Wandung wurde das Band außerhalb des Rezipienten frei montiert und seine Wärmeverluste in dieser Lage bestimmt. In diesem Falle ergaben sich die Wärmeverluste des Bandes um 10 Proz. größer als die Wärmeverluste des Bandes im Rezipienten. Die Strömungsgeschwindigkeiten des Gases in der freien Konvektionsströmung ergeben sich für unseren Fall unter Benutzung der von J. Langmuir, loc. cit., und I. S. G. Thomas angegebenen Werte zu 5–12 cm/Sek. Deformationen des Bandes haben nach unseren Beobachtungen auf Steigung und Form der Kurve nur geringen Einfluß. Dagegen sind auch die Konvektionsverluste stark abhängig von der Zusammensetzung des Gases, in dem sich das Band befindet, bzw. vom Vorhandensein gasförmiger Verunreinigungen. So ergibt Verwendung von trockener Luft und Luft, welche bei Zimmertemperatur mit Feuchtigkeit gesättigt ist, bei der Aufnahme der Kurven schon gut meßbare Unterschiede (einige Prozent). Das gleiche gilt für den Zusatz organischer Dämpfe.

1) J. Langmuir, Phys. Rev. **34**, 401–422, 1912; Journ. Am. Chem. Soc. **37**, 417, 1915.
2) L. V. King, Phil. Trans. A. **214** (5) **44**, 379, 1914; Journ. Frankl. Instit. **181**, 1, 1916.
3) A. H. Davis, Phil. Mag. 920, 1922.
4) I. Thomas, Phil. Mag. (6) **41**, 716, 1921.

Die im vorstehenden beschriebenen Erscheinungen lassen die Verwendung elektrisch geheizter Bänder für Messungen von Gasdrucken im ganzen Druckbereich von 10^{-5}–760 mm Quecksilbersäule und vermutlich auch höheren Drukken zu. Die untersuchten Erscheinungen des Einflusses der Gasart, der Gaszusätze, der Oberflächenbeschaffenheit des Bandes und der Dimensionen befinden sich in guter Übereinstimmung mit unseren Vorstellungen von Wärmeaustauschvorgängen in Gasen. Der Einfluß der einzelnen Größen auf den funktionalen Zusammenhang zwischen Temperatur des Heizbandes und Gasdruck läßt sich zum mindesten qualitativ, zum Teil auch quantitativ aus den angegebenen Kurven entnehmen. Wesentlich ist, daß bei höheren Bandtemperaturen die Konvektionsverluste, welche gewöhnlich bei Drucken von 10–12 mm schon als vernachlässigbar gelten, noch gut meßbar sind, so daß man mit Bändern von hoher Temperatur (oberhalb 400°) unter Benutzung der freien Konvektion Drucke bis abwärts zu einigen Millimetern Quecksilbersäule, mit Bändern von niedriger Temperatur (30–50°) unter Benutzung der Wärmeleitung in Gasen Drucke bis 10^{-4} mm messen kann. Die Abhängigkeit der Anzeigen von der Gasart und die Empfindlichkeit gegen Verunreinigungen und Zusätze lassen eine Verwendung der beschriebenen Erscheinungen bei der Prüfung der Zusammensetzung von Gasgemischen zu.

Der Generaldirektion der Siemens-Halske-AG. sind wir für die Überlassung einer leistungsfähigen Vorvakuumpumpe, Herrn F. Hüttinger für die Überlassung geeigneter Heizbänder sehr zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

Die Wärmeverluste elektrisch geheizter Bänder für Bandtemperaturen von 30–600° werden als Funktion des Druckes in einem Druckbereich von 10^{3}–10^{-5} mm Quecksilbersäule in verschiedenen Gasen (Luft, H_2, CO_2) untersucht. Die Versuche zeigen den Einfluß von Temperatur, Oberflächenbeschaffenheit und Dimensionen der Bänder auf die Größe der Wärmeverluste. Sie zeigen ferner, daß unter Verwendung derartiger geheizter Bänder, deren Temperatur mit Thermoelement gemessen wird, Druckmessungen im ganzen genannten Druckbereich möglich sind, derart, daß bei niederen Drucken im wesentlichen Leitungsvorgänge im Gas (niedrige Bandtemperatur), bei hohen Drucken im wesentlichen die freie Konvektion (hohe Bandtemperaturen) verwendet werden.

Freiburg i. Br., Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 21. April 1936.)

Über die photographischen Ultrarotspektren einiger einfacher Kohlenstoffverbindungen im Gaszustand.

Von G. Herzberg und H. Verleger

Wir haben im Anschluß an unsere früheren Untersuchungen der photographischen Ultrarotspektren mehratomiger Moleküle im Gaszustand[1]) einige weitere Moleküle untersucht, bei denen wir nicht zu komplizierte Spektren erwarteten und bei denen wir daher hofften, zu Aussagen über die geometrische Struktur zu gelangen. Bei den Molekülen *HNCO* (Cyansäure), *HCOOH* (Ameisensäure) und CH_3OH (Methylalkohol) haben wir bisher Absorptionsbanden mit gut aufgelöster Feinstruktur gefunden. Die folgende Tabelle gibt die Lage der Banden an.

Tabelle.

	λ	ν
HNCO	1,031 μ	9700 cm^{-1}
HCOOH	0,980 μ	10200 cm^{-1}
CH_3OH	0,949 μ	10540 cm^{-1}

Im ganzen photographischen Ultrarot bis 1,2μ haben wir je nur eine Bande gefunden, obwohl bei *HCOOH* und CH_3OH eine Schichtdicke von 16,5 m, bei *HNCO* von 4 m benutzt wurde (in allen Fällen mit dem Sättigungsdruck bei Zimmertemperatur).

Bei *HNCO* hatten wir eine ähnlich einfache Struktur wie bei dem früher untersuchten N_3H erwartet[2]). Die gefundene Bande zeigt jedoch eine sehr komplizierte, ziemlich weite Feinstruktur. Es ist danach äußerst unwahrscheinlich, daß im *HNCO* analog zum N_3H die drei Atome *NCO* nahezu auf einer Geraden angeordnet sind. Die Feinstruktur der Bande spricht vielmehr für einen stark asymmetrischen Kreisel, bei dem das kleinste Trägheitsmoment ziemlich klein ist (wegen der großen Ausdehnung der Bande). Man hat daher entweder mit einer starken Winkelung oder mit einer Dreiecksstruktur der *NCO*-Gruppe zu rechnen.

Die Feinstruktur der gefundenen *HCOOH*-Bande ist dagegen überraschend einfach. Sie zeigt einen einfachen *P*- und *R*-Zweig, die ziemlich weit aufgespalten sind. Zwischen *P*- und

1) G. Herzberg u. J. W. T. Spinks, Zeitschr. f. Phys. **91**, 386, 1934. — G. Herzberg, F. Patat u. J. W. T. Spinks, Zeitschr. f. Phys. **92**, 87, 1934. — G. Herzberg u. J. W. T. Spinks, Proc. Roy. Soc. **147**, 434, 1934. — G. Herzberg, F. Patat u. H. Verleger, Physik. Zeitschr. **36**, 625, 1935. — G. Herzberg u. H. Verleger, Phys. Rev. **48**, 706, 1935. — H. Verleger, Zeitschr. f. Phys. **98**, 342, 1935.

2) G. Herzberg, F. Patat u. H. Verleger, Zeitschr. f. Elektrochem. **41**, 522, 1935.

R-Zweig ist die Struktur etwas unregelmäßiger, so daß nicht sicher ist, ob auch ein Q-Zweig vorhanden ist oder ob P- und R-Zweig ohne Lücke ineinander übergehen. Aus der einfachen Struktur der Bande folgt eindeutig, daß das Molekül sehr nahe ein symmetrischer Kreisel sein muß (Linearität kommt selbstverständlich nicht in Frage)[1]. Der Linienabstand in der Bande entspricht einer Rotationskonstante von etwa 2,1 cm^{-1}, d. h. einem Trägheitsmoment von etwa $13 \cdot 10^{-40}$ gcm^2. Letzteres ist sogar etwas kleiner als das Trägheitsmoment des freien CO. Sicherlich kann nur eines der Trägheitsmomente eines Moleküls wie $HCOOH$ so klein sein. Es muß daher das Trägheitsmoment um die Achse des symmetrischen Kreisels sein und die Bande ist eine $\perp$-Bande. Bei einer Form wie

ist es sehr wohl möglich, daß das kleinste Trägheitsmoment so klein wie angegeben ist, während die beiden anderen Trägheitsmomente ziemlich groß sind, so daß sich näherungsweise ein symmetrischer Kreisel ergibt. Es ist jedoch auf Grund des Spektrums auch eine Konfiguration

nicht ganz ausgeschlossen, die vielleicht wegen der Resonanz zwischen den beiden C–O-Bindungen in Frage kommt[2].

Die Bande des CH_3OH ist ebenfalls ziemlich einfach. Es ist je ein deutlicher P-, Q- und R-Zweig vorhanden. Das Molekül muß daher auch ein nahezu symmetrischer Kreisel sein, wie es ja auch sehr verständlich ist. In diesem Fall muß es sich jedoch wegen der Kleinheit der Aufspaltung (Linienabstand 1,4; also Rotationskonstante etwa 0,7 cm^{-1}) um eine $\parallel$-Bande handeln, d. h. der Linienabstand entspricht dem Trägheitsmoment um eine zur Kreiselachse senkrechte Achse. Der Wert für das Trägheitsmoment, der sich so ergibt, stimmt gut überein mit dem, den man dafür auf Grund plausibler Werte für die Kernabstände erwarten sollte. An beiden Enden des P- und R-Zweiges treten Unregelmäßigkeiten auf, die offensichtlich auf die Abweichung des Moleküls vom symmetrischen Kreisel zurückzuführen sind. Sehr merkwürdig ist ein deutlicher Intensitätswechsel bei einigen aufeinanderfolgenden Linien der Zweige, im P-Zweig von der Art: stark, schwach, schwach, stark . . ., im R-Zweig: stark, schwach, stark . . . Es ist auffällig, daß wir bei 1,11 μ, wo bei den Methylhalogeniden[1] eine starke $\perp$-Bande auftritt, beim CH_3OH keine Absorption gefunden haben.

Um die Deutung der einfachen Banden der beiden zuletzt besprochenen Moleküle weiter aufzuklären, wird es nötig sein, Aufnahmen bei noch größerer Schichtdicke zu machen und außerdem auch die isotopen Moleküle zu untersuchen, bei denen eines oder mehrere der H-Atome durch D ersetzt sind. Derartige Versuche sollen demnächst ausgeführt werden.

Der Agfa (Filmfabrik Wolfen) möchten wir wieder aufs herzlichste für die Überlassung ihrer schönen Ultrarotplatten danken.

1) Sie würde übrigens auch nicht mit den Linienabständen verträglich sein.

2) Vgl. hierzu auch R. S. Mulliken, Journ. Chem. Phys. **3**, 564, 1935.

1) H. Verleger, Zeitschr. f. Phys. **98**, 342, 1935.

Department of Physics, University of Saskatchewan, Canada.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Darmstadt.

(Eingegangen 29. April 1936.)

Über die Zahl der L-Dispersionselektronen.

Von H. Nitka.

Für die Bestimmung der absoluten Röntgenstrahlwellenlängen aus Dispersionsmessungen ist die Kenntnis der effektiven Elektronenzahlen (Zahl der Dispersionselektronen) erforderlich. Bisher liegen zahlreiche Bestimmungen der effektiven K-Elektronenzahlen n_K bei verschiedensten Elementen vor, die in guter Übereinstimmung mit den Aussagen der Quantenmechanik, wenigstens bei Ordnungszahlen bis etwa $Z = 50$, sind[1].

Für die L-Schale liegen die Verhältnisse ungünstiger. Theoretisch wurden die effektiven L-Elektronenzahlen n_L [aufgeteilt in $2s$ (L_I) und $2p$ ($L_{II,III}$) Elektronen] aus Analogiebetrachtungen zur optischen Dispersion für das Röntgenstrahlgebiet von Hönl[2] ermittelt. Experimentelle Ergebnisse liegen zum direkten Vergleich noch nicht vor. Es gibt nun eine Möglichkeit, n_L aus dem experimentell bestimmten Absorptionskoeffizienten abzuleiten[3]. Die einzelnen Elektronen werden dabei als Oszillatoren aufgefaßt, deren Stärke f mit der Frequenz ν

1) J. A. Wheeler u. J. A. Bearden, Phys. Rev. **46**, 755, 1934.

2) H. Hönl, Zeitschr. f. Phys. **84**, 1, 1933.

3) R. A. Houston, Phil. Mag. **2**, 512, 1926.

der sie erregenden Strahlung in folgender Beziehung steht:

$$\frac{df}{d\nu} = \frac{mc}{\pi e^2} m_a \cdot \frac{\tau}{\varrho} .$$

m = Masse des Elektrons
m_a = Masse des Atoms
τ/ϱ = Massenabsorptionskoeffizient.

Hieraus ergibt sich für die effektive Elektronenzahl n_s der S-Schale folgender Wert:

$$n_s = a \cdot W \cdot \int_0^{\lambda_s} \frac{\tau_s}{\varrho} \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} .$$

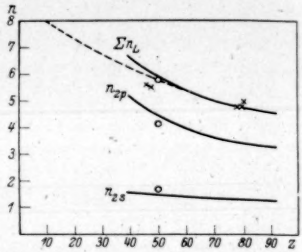
W = Atomgewicht
$a = \frac{mc^2}{\pi e^2 N} \cdot 10^8 = 1{,}87 \cdot 10^{-4}$
λ in Å.

Kennt man den Verlauf des Absorptionskoeffizienten τ_s mit der Wellenlänge λ, so kann man daraus ebenfalls n_s finden. Dabei ist natürlich immer eine Extrapolation für den Beitrag der niedrigen Elektronenniveaus zum Gesamtabsorptionskoeffizienten notwendig. Dieser Weg ist für die K-Schale von Houston und von Wheeler und Bearden beschritten worden. Für die L-Schale dagegen ist dieses Verfahren noch nicht angewendet worden, da der Verlauf der L-Teilabsorptionen mit der Wellenlänge nicht bekannt war. Vor kurzer Zeit veröffentlichte Schwarz[1]) eine Untersuchung über die L-Teilabsorptionen τ_{L_I}, $\tau_{L_{II}}$, $\tau_{L_{III}}$ bei Sn. Aus seinen Ergebnissen kann man nun die effektiven L-Elektronenzahlen für die L_I-, L_{II}- und L_{III}-Schale bestimmen. Die Tabelle zeigt diese Werte und einen Vergleich mit den von Hönl berechneten.

Tabelle.

		Experimentell nach Schwarz	Berechnet nach Hönl
L_I	n_{2s}	1,7	1,5
L_{II}	n_{2p_1}	1,9	4,4
L_{III}	n_{2p_2}	2,2	
	Σn_L	5,8	5,9

Die Übereinstimmung ist befriedigend. Der experimentelle Wert für die L_I-Schale erscheint etwas hoch; der Grund hierfür dürfte in einem zu großen Beitrag der L_I-Absorption zur Gesamt-L-Absorption bei kurzen Wellen liegen. Die Abbildung enthält auch Werte, die sich aus älteren Messungen der Gesamt-L-Absorption von Jönsson und Allen ergeben[1]), und die Extrapolation zur Erfüllung des Summensatzes



Die Zahl der L-Dispersionselektronen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z.

von Thomas-Kuhn, der für Neon ($Z = 10$) als Gesamtzahl der L-Oszillatoren 8 fordert.

Zusammenfassung.

Aus Messungen von Schwarz über die L-Teilabsorptionskoeffizienten können die L-Dispersionselektronenzahlen ermittelt werden, die sich mit den theoretischen Werten von Hönl in hinreichender Übereinstimmung befinden.

1) Vgl. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **143**, 358, 1934.

Berlin-Charlottenburg, im April 1936.

(Eingegangen 24. April 1936.)

Bimetall-Hochvakuummanometer.

Von H. Seemann.

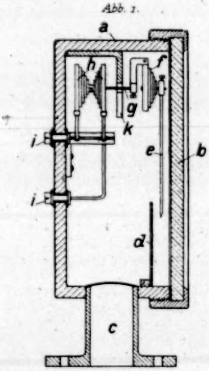
H. Klumb und Th. Haase beschreiben auf Seite 27 dieser Zeitschrift (Jahrg. 37. 1936) Hochvakuummanometer als neu, deren Wirkung auf der Abkühlung elektrisch geheizter Bimetallstreifen durch die Gasreste beruht. Es handelt sich also um die in der deutschen Patentschrift Nr. 437846 der auf dem Gebiete der Hochvakuumtechnik bekannten Schweizer Firma Brown, Boveri & Cie. beschriebenen Erfindung vom Jahre 1925[1]), deren Abbildungen in Fig. 1—3 hier wiedergegeben sind. Sie stellen ein Konstruktionsbeispiel dar mit einer Kompensationsspirale, wie auch die genannten Verfasser sie benutzen.

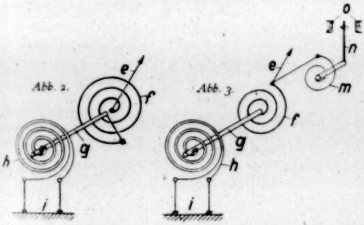
Die industrielle Herstellung solcher Manometer ist bisher an der Ungleichmäßigkeit der Bimetallstreifen und ihrer unvermeidlichen Spannungsveränderungen gescheitert. Aber auch

1) Vgl. S. Dushman, Hochvakuumtechnik, S. 85, Berlin 1926; W. Gaede, Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, 365, 1923.

die Trägheit von etwa einer Minute Einstellungsdauer ist für ein einfaches und bequemes technisches Meßinstrument zu hoch. Es ist dem Verfasser zwar leicht gelungen, *Hg*-unempfindliche Bimetallstreifen von nur 0,004 mm gleichmäßiger Dicke herzustellen, also eine Größenordnung dünner als die dünnsten, die den obigen Verfassern gelungen sind, aber die Störungen durch das veränderliche Kristallgefüge der Bimetallstreifen und die Beladung mit Gasen und Dämpfen werden bei derart dünnen Folien so erheblich, daß die auf wenige Sekunden herabgesetzte Einstellungsdauer zu teuer erkauft ist, ganz abgesehen von der entsprechend herabgesetzten Rollkraft.

Abb. 1.





a = Gehäuse, *b* = Schauglas; *c* = Anschlußrohr; *d* = Skala; *e* = Zeiger; *f* = ungeheizte Bimetall-Kompensationsspirale; *g* = Zeigerachse; *i* = Stromzuführungen; *h* = geheizte Bimetall-Doppelspirale, so gewickelt, daß die thermischen Drehmomente beider Hälften sich summieren, aber dem Drehmoment von *f* entgegengesetzt sind.

Erhitzt man die Streifen zur Vertreibung der absorbierten Gase, Dämpfe und sonstigen Niederschläge genügend hoch, so verändern sie ihre thermische Rollkraft und ihre Einstellung so stark, daß Neueichung notwendig wird.

Ob man dieser Schwierigkeiten Herr wird, hängt von der Auffindung von neuen, bisher noch nicht erprobten Metallen ab, die in obigem Sinne günstigere Eigenschaften haben als Invar/Konstantan. Die vorliegenden Zeilen mögen zu Versuchen anregen.

Der Vorteil der Doppelspirale *h* gegenüber der Ausführung von Klumb und Haase ist der, daß sie eine besondere niederohmige Stromzuführung zur Achse überflüssig macht. Das System *gfe* wird in dem abgebildeten Ausführungsbeispiel von *h* frei getragen, falls die Bimetallbänder *h* steif genug sind. Anderenfalls wird *g* in *k* und *a* gelagert. Beide Ausführungen sind lediglich Modifikationen der patentierten Erfindung von 1925.

Freiburg i. Br.

(Eingegangen 10. Februar 1936.)

Bemerkung zur Mitteilung „Die zeitliche Dampfdruckänderung von Wasserstoff-Isotopengemischen bei 20,38° abs." von K. Steiner[1]).

Von A. Farkas, L. Farkas und P. Harteck.

Zur Erklärung des im Titel erwähnten Effektes wird von Herrn K. Steiner die folgende Annahme gemacht: das Molekül *HD* kommt in zwei Modifikationen vor, deren Gleichgewicht sich bei tiefen Temperaturen zu der Modifikation mit dem niedrigen Dampfdruck verschiebt. Gegen Ende der genannten Arbeit steht dann folgender Satz: „Die von Farkas und Harteck[2]) beobachtete Änderung des Wärmeleitvermögens einer Probe mit 90 Proz. *D*-Gehalt widerspricht nicht der obigen Annahme, da die Änderung auch durch eine Umwandlung der vorhandenen *HD*-Moleküle erklärt werden kann."

In Hinblick darauf, daß eine derartige Erklärungsmöglichkeit der von uns beobachteten und auf eine Ortho-Para-Deuteriumumwandlung zurückgeführten Änderung des Wärmeleitvermögens alle in unserer zitierten sowie auch in den folgenden Arbeiten[3]) gemachten Schlußfolgerungen fragwürdig erscheinen lassen würde, sehen wir uns veranlaßt, folgendes anzuführen:

1) K. Steiner, Physik. Zeitschr. **36**, 659, 1935.
2) A. Farkas, L. Farkas u. P. Harteck, Proc. Roy. Soc. (A) **144**, 481, 1935.
3) a) A. u. L. Farkas, Nature **135**, 372, 1935; b) A. u. L. Farkas, Proc. Roy. Soc. (A) **152**, 124, 1935; c) A. u. L. Farkas, Proc. Roy. Soc. (A) **152**, 152, 1935; d) A. Farkas, Trans. Faraday Soc. (im Druck).

1. Die beobachtete Änderung des Wärmeleitvermögens tritt auch in praktisch reinem Deuterium auf, das keine *HD*-Moleküle enthält[3]).
2. Durch Sorption des Deuteriums bei tiefer Temperatur tritt neben der Änderung der Wärmeleitfähigkeit eine Zunahme des Dampfdruckes infolge der Para-Ortho-Umwandlung ein[4]), während von Herrn Steiner eine zeitliche Druckabnahme beobachtet worden ist.

Auf Grund dieser zwei Punkte stellen wir fest, daß die von Herrn Steiner beobachtete zeitliche Änderung des Dampfdruckes nicht mit der von uns beobachteten Änderung des Leitvermögens in Zusammenhang zu bringen ist, da letztere sicherlich auf einer Ortho-Para-Umwandlung der D_2-Moleküle beruht. Demzufolge besteht der oben zitierte Satz von Herrn Steiner nicht zu Recht, da die von uns beobachtete Änderung des Leitvermögens von Deuterium nach Adsorption an Kohle nicht durch eine Umwandlung der *HD*-Moleküle erklärt werden kann. Wir halten deshalb die von uns ursprünglich gegebene Deutung als Ortho-Para-Umwandlung und alle in unseren Mitteilungen diesbezüglich gezogenen Schlußfolgerungen aufrecht.

Auf die Frage, ob die obige von Herrn Steiner gemachte Annahme mit unseren bisherigen Kenntnissen über das Wasserstoffmolekül überhaupt verträglich ist, und ob es nicht etwa auch eine andere, wahrscheinlichere Erklärungsmöglichkeit für den von ihm gefundenen Effekt gibt, wollen wir bei dieser Gelegenheit nicht eingehen.

Herr Steiner hat uns gebeten, darauf hinzuweisen, daß die Punkte 1 und 2 sich auf Arbeiten stützen, die erst nach dem Erscheinen seiner Mitteilung veröffentlicht wurden.

(Eingegangen 11. Dezember 1935.)

4) F. C. Brickwedde, R. B. Scott u. H. S. Taylor, Journ. Chem. Phys. **3**, 653. 1935.

BESPRECHUNGEN.

K. Becker, Hartmetallwerkzeuge. 8°. 215 S. Mit 100 Abbildungen und 22 Tabellen. Berlin 1935. Verlag Chemie G. m. b. H. Geb. RM 18.—.

Hartmetalle sind erst in den allerletzten Jahren bekannt geworden, haben sich aber bereits jetzt schon als unentbehrliche Werkstoffe erwiesen. Die Fortschritte auf diesem Gebiete sind zum großen Teile deutscher Forschung und Technik zu verdanken. Die wichtigsten von ihnen enthalten als wesentliche Bestandteile Wolframkarbid und Titankarbid. Die aus diesen z. B. hergestellten sogenannten Hartmetallwerkzeuge haben auf den verschiedensten technischen Gebieten Eingang gefunden und sich bewährt. Mitunter haben sie sogar andere Werkzeuge verdrängen können.

Die ausführlichen Darstellungen in dem vorliegenden ausgezeichneten Buche sind jedoch nicht nur für die in Frage kommenden Gebiete der Technik, sondern auch für Laboratorien und Werkstätten von Hochschulen und Instituten von großem Wert. Carlsohn.

E. Everling und H. Müller, Mechanik des Motor- und Segelflugs. (Sammlung Göschen 841.) Kl.-8°. 126 S. Mit 42 Abb. Berlin und Leipzig 1936. Walter de Gruyter & Co. In Leinen geb. RM 1.62.

Ein knapp gefaßtes Büchlein, wie es die Bücher der Sammlung Göschen darstellen, kann kein ausführliches Lehrbuch sein, es kann nur eine Einführung und Mitteilung der wichtigsten Ergebnisse enthalten. Die Klarheit der Darstellung, die unter Verzicht auf umfangreiche Rechnungen die wesentlichen Ergebnisse kennzeichnet, wird dem Büchlein viele Freunde werben. Einer Einleitung folgt ein Kapitel über Kräfte und Momente am Flugzeug. Dann folgen Kapitel über Ermittlung der Flugleistungen, Stabilität und Steuerung, Windeinfluß und schließlich Betrachtungen über Schrauben- und Schwingenflugzeuge und über den Fallschirm. Die Zusammenfassung der wichtigsten Tatsachen auf knappem Raum in anschaulicher Form ist die beste Empfehlung des Büchleins.

A. Naumann.

Nachrichten.

Die **38. Mitgliederversammlung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker e.V. (VDE)** findet vom 2.—5. Juli dieses Jahres in München statt.

Der durch die „Hütte, des Ingenieurs Taschenbuch" in den Kreisen der Technik bekannte Akademische Verein Hütte, e.V., Berlin feierte am 16. Mai dieses Jahres sein neunzigjähriges Bestehen.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Hermann Lohaus für Organische Chemie.

Ernannt: Der Dozent an der Universität München Dr. Otto Scherzer zum a. o. Professor für theoretische Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt, der a. o. Professor an der Universität Breslau Dr. Edwin Feyer zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Shanghai.

In den Ruhestand: Die Professoren für Physik und Mathematik Dr. Sebastian Vogl (Passau) und für Physik und Astronomie Dr. Karl Stöckl (Regensburg) an den Philosophisch-theologischen Hochschulen dieser Orte wegen Fortfall der Lehrstühle.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Leipzig. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1935: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.